40 1960 FEB 16

ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

PT2

KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZET 1 sz. KÖNYVTÁ
leltárba véve 2032 sz. alatt.
Budapest, 1961 év március hó 7. én

Т. XXIII №7

1959

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА

Т. XXIII 1959 № 7

ИЮЛЬ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Чл.-корр. АН СССР Б. С. **Джелепов** (главный редактор),
д-р физ.-мат. наук **П. А. Бажулин** (зам. главного редактора),
канд. физ.-мат. наук **Ю. В. Хольнов** (зам. главного редактора)

Председатель Оргкомитета
IX Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии
чл.-корр. АН СССР **Б. С. Джелепов**

Материалы IX Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии
под общей редакцией канд. физ.-мат. наук **Ю. В. Хольнова**

Технический редактор *Е. К. Бартошевич*

Адрес редакции: Москва, Б-64, Подсосенский пер., 21, Издательство АН СССР

Т-08107 Подписано к печати 1/VII-1959 г. Тираж 3025 экз. Зак. 1731
Формат бумаги 70×108$^{1}/_{16}$. Бум. л. 4,75 Печ. л. 13,01+2 вкл. Уч.-изд. л. 13,7

2-я типография Издательства Академии наук СССР. Москва, Шубинский пер., д. 10

Материалы IX Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии

(Харьков, 26 января—2 февраля 1959 г.)

(Продолжение, см. № 2 за 1959 г.)

М13021
35

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Р. Б. ИВАНОВ, В. Г. НЕДОВЕСОВ и В. Г. ЧУМИН

МАГНИТНЫЙ α-СПЕКТРОМЕТР

Наиболее точные определения энергий α-частиц производятся при помощи магнитных спектрометров. До настоящего времени в литературе описано несколько магнитных α-спектрометров [1—6].

Все эти спектрометры, кроме первого, используют неоднородное магнитное поле для улучшения фокусировки α-частиц и толстослойные фотопластинки для их регистрации. Спектрометры обладают различной разрешающей способностью (полуширина линии $\frac{\Delta H\rho}{H\rho}$ от 0,05 до 0,08%), но, как правило, невысокой светосилой (используемый телесный угол 0,01÷0,08% от 4π).

Между тем, для ряда задач важно иметь α-спектрометр с возможно большей светосилой. Так, исследования тонкой структуры α-спектров, дающие важные сведения о высоких возбужденных уровнях ядер, требуют изучения малоинтенсивных компонент. Теория фокусировки на угол $\pi\sqrt{2}$, разработанная в β-спектрометрии, показывает, что задача повышения светосилы в несколько раз при сохранении разрешающей способности ~0,1% по $H\rho$ может быть решена.

Целью настоящей работы было создание α-спектрометра, который при разрешающей способности $\frac{\Delta H\rho}{H\rho}$~0,10% обладал бы светосилой порядка ~0,3% от 4π, т. е. на порядок больше, чем у большинства существующих магнитных α-спектрометров.

Описание прибора

Магнитное поле α-спектрометра создается магнитом циклотронного типа. Размеры магнита: длина 3,5 м, ширина — 1,4 м, высота — 2,3 м; вес — 70 т. Полюсные наконечники диаметром 1 м изготовлены из стали 15. Им придан специальный профиль для создания неоднородного поля (рис. 1). Высота рабочего зазора в центре магнита 160 мм.

Для уменьшения влияния краевого эффекта и для корректирования поля на полюсные наконечники надеваются стальные кольца K. Сближая или раздвигая их, можно менять топографию поля внутри зазора на расстоянии до 120 мм от края полюсов.

Обмотка электромагнита выполнена из медной шины сечением 4,1 × × 40 мм², общее число витков — 672. Омическое сопротивление обмотки около 0,45 Ω.

Питание электромагнита производится стабилизированным постоянным током. Мощность генератора составляет 88 kW при напряжении 230 V. При максимальной силе тока в 400 А напряженность поля в центре магнита достигает 20000 Oe. Электромагнит имеет воздушное охлаждение. Стабилизация тока производится при помощи тиратронного стабилизатора, позволяющего поддерживать ток с точностью 0,03%.

Камера α-спектрометра изготовлена из латуни и имеет цилиндрическую форму. Толщина боковой стенки — 30 мм, толщина дна и крышки — 19 мм. Внутренний диаметр камеры — 1005 мм, высота — 120 мм. Вес около 500 кг. Схема камеры без крышки представлена на рис. 2.

Откачка камеры производится через патрубок *1* форвакуумным насосом типа ВН-2 и диффузионным 500-литровым насосом. Рабочий вакуум в приборе — 10^{-5} мм рт. ст.— достигается через 30—40 мин после начала работы насосов. Контроль за вакуумом осуществляется при помощи ионизационного вакуумметра. По достижении рабочего вакуума форвакуумный насос может быть выключен, и в течение 5—6 час нормальная работа диффузионного насоса обеспечивается балластным объемом, включенным параллельно форвакуумному насосу.

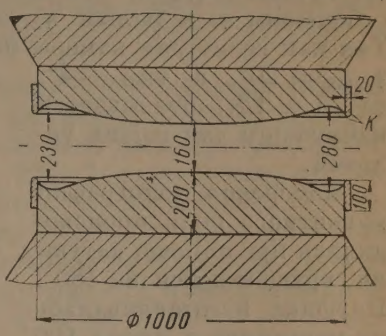


Рис. 1. Профиль полюсных наконечников

Установка и смена радиоактивных источников производится без нарушения вакуума при помощи шлюзового устройства *2*. Аналогичное устройство *3* позволяет производить смену фотопластинок, которые используются для регистрации α-частиц.

Геометрия пучка α-частиц регулируется диафрагмами *4*, которые могут изменять как горизонтальную, так и вертикальную расходимость пучка. Установка диафрагм также может производиться без нарушения вакуума при помощи штоков с делениями *5*. В случае необходимости камера может выдвигаться из зазора. Для этой цели служат два рельса *6*. Установка камеры (с точностью не хуже $\pm$ 0,2 мм) в магнитном поле производится специальными болтами, не показанными на рисунке.

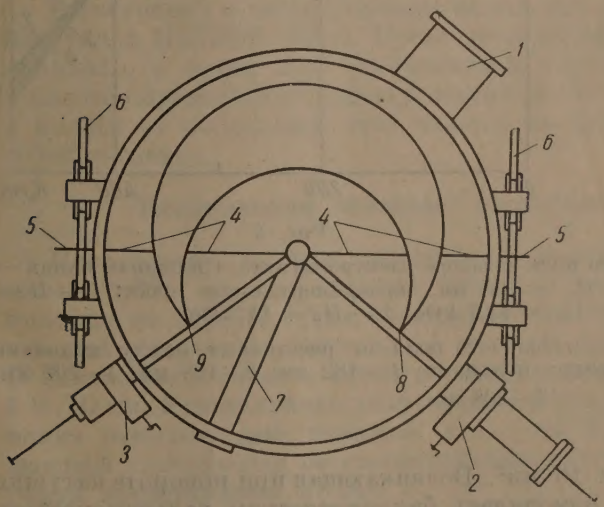


Рис. 2. Камера α-спектрометра: *1* — откачной патрубок, *2* — шлюзовое устройство для смены α-источников, *3* — шлюзовое устройство для смены фотопластинок, *4* — диафрагмы, *5* — штоки, *6* — рельсы, *7* — полость для датчика протонного резонанса, *8* — источник, *9* — фотопластинка

В боковой стенке камеры имеется полость *7*, доходящая до центра камеры. В этой полости помещается датчик протонного резонанса.

Измерения магнитного поля

Для фокусировки α-частиц нами выбрано аксиально-симметричное магнитное поле, обладающее свойством фокусировки пучка в двух направлениях. Угол фокусировки — $\pi\sqrt{2}$. В работах [7—9] показано, что спектрометры, использующие поле такого типа, имеют оптимальное соотношение между разрешением прибора и его светосилой.

Аксиальная компонента такого поля может быть представлена в виде разложения:

$$H_z(r) = H(r_0)\left[1 - \frac{1}{2}\frac{(r-r_0)}{r_0} + \beta\frac{(r-r_0)^2}{r_0^2} + \dots\right].$$

Фокусирующие свойства поля зависят от выбора коэффициента β. В выражении для ширины изображения при $\beta = 1/8$ исчезают члены, зависящие от горизонтального угла расходимости пучка φ_r, а при $\beta = 3/8$ — члены, зависящие от вертикального угла расходимости пучка φ_z. Отсюда следует, что для более точной фокусировки в спектрометрах с большим φ_r и малым φ_z коэффициент β следует выбрать равным 1/8. Так как геометрия камеры нашего спектрометра позволяет использовать $\varphi_{r\max} = 20°$, а $\varphi_{z\max} \sim 4°$, то $\beta = 1/8$ оказывается наилучшим для наших условий.

Измерения топографии магнитного поля производились при помощи катушки, вращающейся на 180°. Катушка изготавливалась из манганина и имела 100

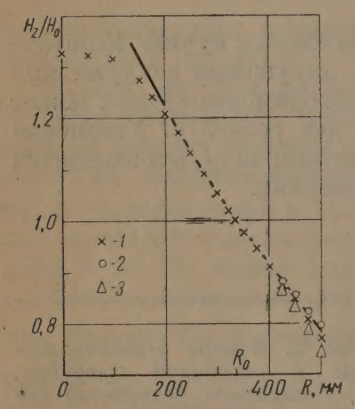


Рис. 3

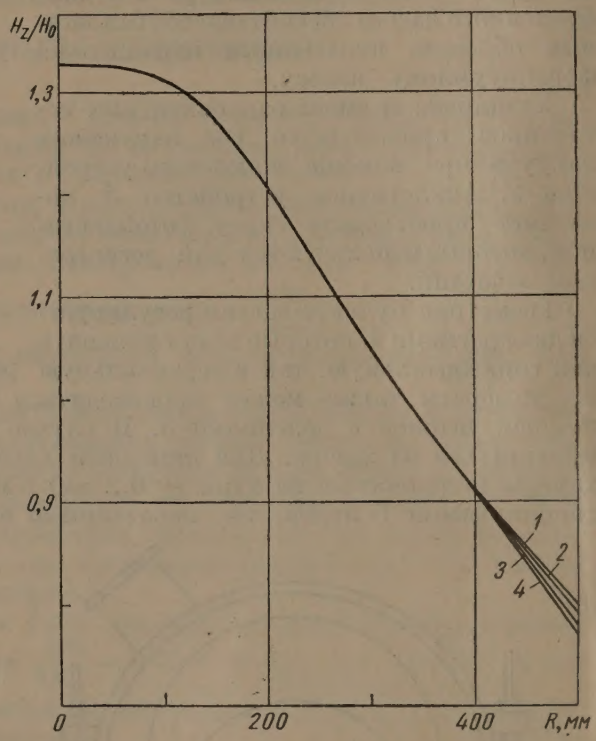


Рис. 4

Рис. 3. Распределение магнитного поля в зазоре электромагнита. Сплошная линия — расчетная кривая при $\beta = 1/8$, $R_0 = 335$ мм; экспериментальные точки: *1* — $H_z = 10{,}7$ kOe, *2* — $H_z = 12{,}7$ kOe, *3* — $H_z = 14$ kOe

Рис. 4. Зависимость топографии магнитного поля от расстояния между кольцами ($H_z = 12{,}7$ kOe). Расстояния между кольцами: *1* — 182 мм; *2* — 188 мм; *3* — 200 мм; 4 — 208 мм

витков. Площадь витка 3×16 мм^2. Возникающая при повороте катушки в магнитном поле э. д. с. измерялась баллистическим гальванометром. Точность измерений составляет 0,1÷0,2%. Результаты измерений представлены на рис. 3.

Измерения показывают, что экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретическую кривую для $R_0 = 335$ мм в пределах R от 220 до 400 мм. Как видно на рис. 3, топография поля у краев полюсов зависит от абсолютного значения поля. Меняя расстояние между кольцами, можно добиться наилучшего совпадения между экспериментальной и теоретической кривой. На рис. 4 приводится зависимость топографии поля от положения колец при данном значении H_z.

Таким образом, подбирая различные расстояния между кольцами для различных энергий α-частиц, можно расширить рабочую область поля до 470 мм, что соответствует горизонтальному углу расходимости пучка $\varphi_{r\max} \pm 15°$. Угол вертикальной расходимости пучка φ_z определяется высотой камеры и равен 4°.

Измерения зависимости магнитного поля от радиуса производились в центральной плоскости симметрии и в плоскостях, отстоящих от центральной на 20 и 40 мм вверх и вниз. При этом выяснилось, что во всех пяти плоскостях топография поля в пределах точности измерений остается одинаковой, за исключением областей, близких к краю полюсных наконечников. Проверка аксиальной симметрии поля показала, что в различных направлениях от центра закон спадания поля также сохраняется неизменным.

Магнитное поле поддерживалось постоянным в течение всего периода измерений при помощи метода протонного резонанса. Прибор для протонного резонанса состоит из генератора высокой частоты, усилителя, осциллографа типа ЭО-7 и волномера типа 528. Генератор высокой частоты связан кабелем РК-50 длиной от 3 до 5 м с датчиком прибора, представляющим собой катушку из 10 витков, намотанных на плексигласовый каркас, внутри которого находится 1,5 см^3 раствора $MnSO_4$ в воде. Датчик помещается в центральной части магнита, где имеется однородное поле. Генератор высокой частоты имеет диапазон от 10 до 80 MHz, что позволяет производить измерения магнитного поля в пределах 2500÷19000 Oe. Частота измеряется нашим волномером с точностью не хуже 0,05%,и с такой же точностью нам известно магнитное поле в центре магнита. Сигнал протонного резонанса наблюдается на экране осциллографа. При отклонении поля от заданного значения на 0,01% происходит смещение сигнала в ту или другую сторону; это позволяет непрерывно контролировать стабильность магнитного поля.

Регистрация α-частиц

Регистрация α-частиц производилась при помощи толстослойных фотопластинок НИКФИ (50 μ). После проведения экспозиции пластинка проявлялась, а затем под микроскопом определялось количество треков в полосе определенной длины и шириной 150 μ. Зависимость числа треков в полосе от положения этой полосы на фотопластинке и представляет собой α-спектр.

Исследование основных характеристик спектрометра

Исследование свойств спектрометра производилось при помощи источника Po^{210}, приготовленного путем электрохимического осаждения полония на серебро. Для проведения опытов из источника при помощи входной диафрагмы выделялись участки различной ширины и высоты. В большинстве опытов площадь, вырезаемая из источника, была равна 1 × 10 мм. Устанавливая диафрагмы в различные положения и тем самым меняя используемый телесный угол, мы получили зависимость разрешающей способности от светосилы спектрометра. Результаты этих измерений представлены на рис. 5.

Полуширина линии составляет 0,1% по $H\rho$ (11 keV). При изменении телесного угла от 0,05 до 0,21% полуширина линии не изменяется, а счет треков на вершине линии возрастает пропорционально величине телесного угла. Дальнейшее увеличение телесного угла заметно не уширяет линию, но пропорциональность между числом треков на вершине линии и величиной телесного угла оказывается нарушенной, что указывает на заметное увеличение «хвоста» линии; поэтому телесный угол 0,28% выбран в качестве оптимального. Отсутствие зависимости разрешающей способности прибора от угла φ_z свидетельствует о хорошем соответствии топографии магнитного поля и теоретического закона спадания при $\beta = 1/8$.

При изменении ширины и высоты источника экспериментальное значение полуширины линии изменялось в согласии с теоретической формулой [10]. Так, увеличение высоты источника до 20 мм не уширяет линию.

При уменьшении ширины источника до 0,2 мм и высоте 10 мм полуширина линии равна 6 keV $\left(\frac{\Delta H_\rho}{H_\rho} = 0{,}05\%\right)$ при светосиле 0,2% от 4 π.

При исследовании на приборе участка спектра, регистрируемого фотопластинкой, важно знать закон изменения полуширины и формы линии в зависимости от ее положения на пластинке. Такое исследование выполнено для различных телесных углов. Полученные результаты показывают, что участок спектра, на котором полуширина линии увеличивается не более чем на 0,1% по сравнению с полушириной линии, находящейся на равновесной орбите, составляет 130 keV при светосиле 0,17% от 4 π и 115 keV при светосиле 0,28% от 4 π. Диапазон энергий, при которых полуширина линии остается приблизительно одинаковой, может быть увеличен, если расположить фотопластинку вдоль фокальной поверхности прибора. Для определения положения фокальной поверхности была предпринята серия опытов, в которых фотопластинки располагались вдоль радиуса прибора при различных углах фокусировки.

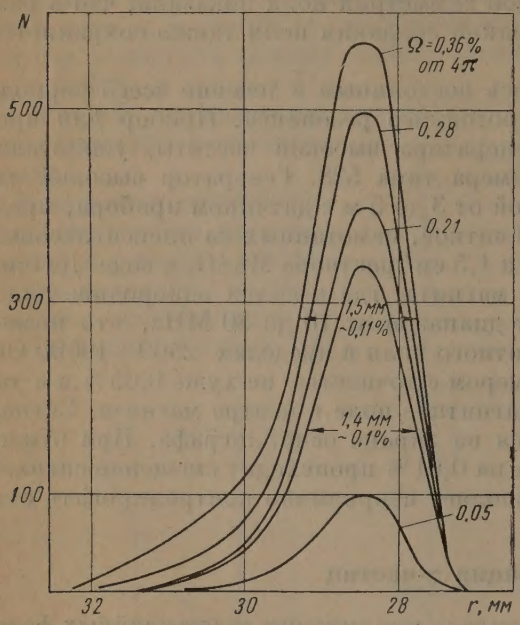


Рис. 5. Зависимость разрешающей способности от светосилы спектрографа. Второму (снизу) пику соответствует значение $\Omega = 0{,}17\%$ от 4π

Каждая фотопластинка экспонировалась при одном и том же источнике Po^{210}, но при различных значениях поля, так что на ней получался ряд линий. В результате измерений было установлено, что фокальная поверхность прибора, т. е. поверхность наилучшей фокусировки линий, находящихся вне равновесной орбиты, составляет угол ~45° с направлением радиуса, проходящего через фокус на равновесной орбите. При этом диапазон энергий, в котором ширина линии постоянна, составляет ~ 300 keV.

Как отмечалось выше, существующие магнитные α-спектрометры обладают высоким разрешением (~7,5 keV), но сравнительно малой светосилой (до $8 \cdot 10^{-4}$% от 4 π). При работе в оптимальных условиях ($\varphi_r = 13°$, $\varphi_z = \pm 2°40'$) светосила нашего спектрометра равна $3 \cdot 10^{-3}$ от 4 π, т. е. в несколько раз выше, чем у существующих спектрометров, при сравнительно небольшом проигрыше в разрешении. Если при исследовании α-спектра ограничиваться 100-часовой экспозицией, то параметры прибора позволяют исследовать препараты с активностью ~10^{-5} μ Cu в расчете на изучаемую линию.

В работах по наладке и градуировке спектрометра принимал участие Б. П. Шишин. Мы глубоко благодарны сотруднику нашей лаборатории К. И. Яковлеву за участие в изготовлении и наладке установки для измерения магнитного поля методом протонного резонанса.

В заключение считаем своим долгом выразить благодарность Д. М. Зиву и В. В. Федорову, любезно согласившимся изготовить для нас источник полония, а также сотрудникам лаборатории А. П. Жданова за помощь в освоении методики обработки толстослойных фотопластинок.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Cotton E., Ann. Phys., 6, 481 (1951).
2. Reynolds F. L., Rev. Scient Instrum., 22, 749 (1951).
3. Гольдин Л. Л., Третьяков Е. Ф., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 859 (1956).
4. Judd D. L. Bludman S. A., Nucl. Instr. 1, 46 (1957).
5. Баранов С. А., Беручко В. В., Зеленков А. Г., Малов А. Ф., Щепкин Г. Я., Тезисы доклада на IX ежегодном совещании по ядерной спектроскопии.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1959.
6. Perlman J., Asoro F., Proc. Rehovoth. Conf. Nucl. Structure, p. 100.
7. Siegbahn K., Svartholm N., Arkiv Mat. Astron., ys. 33A, *21* (1946).
8. Shull F. B., Dennison D., Phys. Rev., 71, 681 (1947).
9. Persico E., Geoffrian C., Rev. Scient. Instrum., 21, 945 (1950).
10. Siegbahn K., Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy.— Amsterdam, 1955.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Р. Б. ИВАНОВ, В. Г. НЕДОВЕСОВ и Б. П. ШИШИН

α-СПЕКТР U^{233}

Первое исследование α-спектра U^{233} было выполнено Азаро [1] на магнитном α-спектрометре секторного типа. Автором были обнаружены три α-группы.

В дальнейшем группой Гольдина было произведено более тщательное исследование α-спектра U^{233}. В работах [2, 3] указано, что наблюдались следующие α-линии:

α_0—4816 keV (83,5%);
α_1—4773 „ (14,9%);
α_2—4717 „ (1,6%);
α_3—4655 „ (0,07%);
α_4—4582 „ (0,04%);
α_5—4489 „ (0,03%).

На основании этих данных авторы предложили схему распада U^{233}. Согласно этой схеме все обнаруженные возбужденные состояния ядра Th^{229} имеют ротационную природу и принадлежат к одной полосе с $K = 5/2$. Соотношение интенсивностей последних трех линий (0,07, 0,04 и 0,03%) не согласуется с известными формулами для интенсивностей α-переходов.

В 1958 г. мы предприняли исследование α-спектра U^{233} на магнитном α-спектрометре с двойной фокусировкой пучка [4]. Повышенная светосила нашего прибора (телесный угол равен 0,2% от 4 π) позволяла произвести уточнение значений интенсивностей слабых α-переходов. Кроме того, исходя из данных, полученных в работе [3] относительно очень медленного спадания интенсивностей α-переходов на уровни 11/2, 13/2 и 15/2, мы предполагали обнаружить переход на уровень 440 keV (17/2) — α_6.

Источник U^{233} был изготовлен электрохимическим осаждением урана на платину. Так как в работе ставилась задача получения данных об очень слабых α-переходах, источник был сделан достаточно толстым, (30 μг см$^{-2}$). Источник имел вид полоски шириной 2,5 мм и высотой 20 мм. Полуширина α-линии в таких условиях составляла 22 keV.

Для регистрации α-частиц использовались фотопластинки типа А-2 с толщиной эмульсии 50 μ. Подсчет числа треков производился при помощи микроскопа в полосах шириной 150 μ и длиной 20 мм через 0,1—0,2 мм по ширине фотопластинки. α-спектр U^{233} снимался отдельными участками, причем в интересовавшей нас области были произведены три серии измерений с длительностью экспозиции 50, 100 и 100 час. Экспериментальные кривые приведены на рис. 1 и 2. Полученные нами результаты сопоставлены в табл. 1 с данными работ [2, 3].

Как видно из таблицы, для первых четырех линий имеется хорошее совпадение между данными обеих работ. Некоторое превышение экспериментальных точек в области 230 keV над плавным ходом кривой в соседних частях спектра следует, по-видимому, приписать переходу на уровень 234 keV. Интенсивность линии α_4, если она существует, $<0{,}007\%$. Измерения энергии линии α_5 показывают, что значение 333 keV является ошибочным. Согласно нашему определению переход происходит на уро-

вень 316 keV, а интенсивность его приблизительно совпадает с данными [2, 3]; α-перехода на уровень 440 keV в наших измерениях обнаружено не было.

Тот факт, что интенсивность линии α_5 значительно выше, чем интенсивность линии α_4, дает основание утверждать, что уровень 316 keV не относится к ротационной полосе основного состояния Th^{229}. Наиболее вероятным является предположение, что уровень 316 keV является одночастичным возбужденным уровнем, так как вибрационные возбужденные уровни в этой области ядер имеют значительно большую энергию возбуждения. Анализ схемы уровней Нильсона для деформированных нечетных ядер [5] показывает, что характеристики одночастичного возбужденного уровня для числа нейтронов $N = 139$ (Th^{229}) могут быть $5/2^-$, $3/2^+$ и $1/2^+$. Величина F для α-перехода на уровень 316 keV равна 0,04; это означает, что при таком переходе произошла небольшая перестройка ядра, поэтому значение спина $5/2^-$ для уровня 316 keV кажется маловероятным (спин основного состояния U^{233} равен $5/2^+$).

Наличие уровня $3/2^+$ с энергией 312 keV у материнского ядра U^{233} [6] в какой-то мере служит основанием для приписания уровню 316 keV спина $3/2^+$.

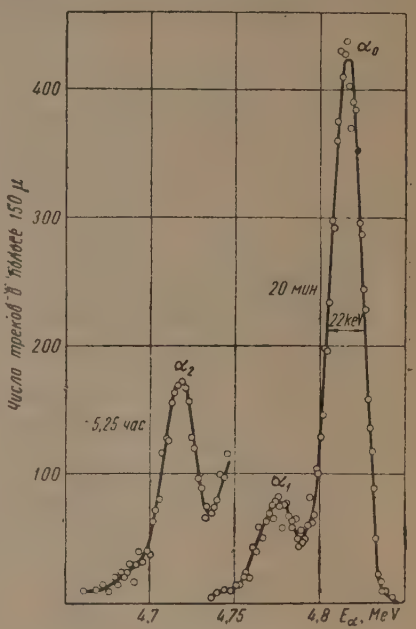


Рис. 1. α-спектр U^{233} (область 4,65—4,85 MeV)

В новой работе Гольдина и др. [7] исследовался спектр конверсионных электронов, сопровождающих α-распад U^{233} на тороидальном β-спектрометре со схемой α-совпадений. Авторами был обнаружен переход

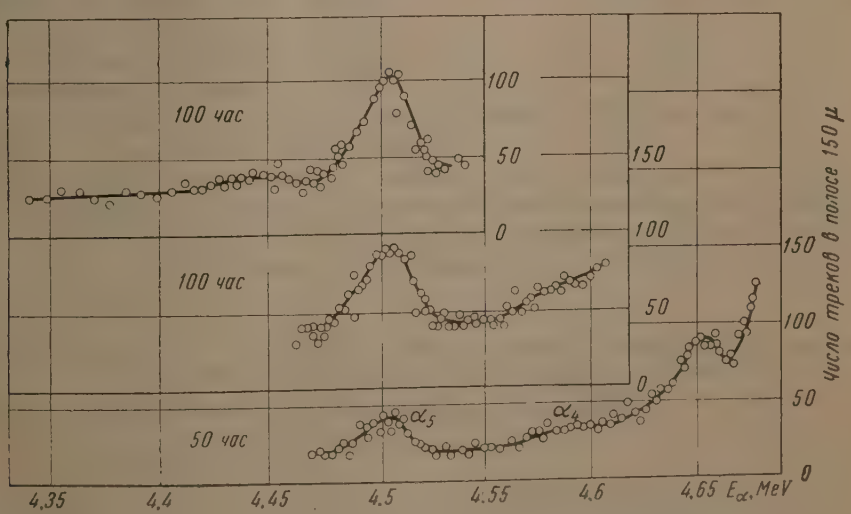


Рис. 2. α-спектр U^{233} (область 4,3—4,7 MeV). Самый правый пик соответствует α_3

с энергией 317 keV интенсивностью 0,012% на распад. Мультипольность перехода M1 (M2). Эти данные хорошо согласуются с нашими и с предположением, что характеристики уровня 316 keV равны $3/2^+$.

Таблица 1

Относительные интенсивности α-групп U^{233}

α-группа	Гольдин и др. [2,3]			Наши данные		
	энергия уровня Th^{229}, keV	интенсивность, %	характеристики возникающего состояния (K, I)	энергия уровня Th^{229}, keV	интенсивность, %	характеристики возникающего состояния (K, I)
α_0	0	83,5	5/2; 5/2⁺	0	83,4	5/2; 5/2⁺
α_1	43	14,9	5/2; 7/2⁺	43	14,9	5/2; 7/2⁺
α_2	100	1,6	5/2; 9/2⁺	100	1,6	5/2; 9/2⁺
α_3	164	0,07±0,04	5/2; 11/2⁺	166±3	0,060±0,015	5/2; 11/2⁺
α_4	237	0,04±0,02	5/2; 13/2⁺	(234±5)	<0,007	(5/2; 13/2⁺)
α_5	333	0,03±0,01	5/2; 15/2⁺	(316±3)	0,033±0,008	(3/2⁺)
α_6	—	—	—	(364±5)	<0,005	

Приписывая уровню 316 keV спин 3/2⁺, мы можем ожидать появления ротационной полосы, связанной с этим уровнем, причем следующий уровень (типа 5/2⁺) должен иметь энергию ~ 346 keV, а интенсивность α-распада U^{233} на него должна составлять ~ 25% интенсивности перехода 316 keV (при условии равенства моментов инерции для обеих ротационных полос). Переход с такой интенсивностью был бы замечен в наших опытах. При тщательном исследовании этого участка спектра на кривой обнаружен слабо выраженный максимум, который можно приписать переходу на уровень 364±5 keV. Его интенсивность < 15% интенсивности перехода 316 keV. Хотя большая статистическая погрешность и лишает эти данные полной достоверности, но, если этот переход существует, то его энергия и интенсивность значительно отличаются от ожидаемых значений. Это может быть связано с изменением момента инерации ядра, либо с неправильным приписанием спина 3/2⁺ уровню 316keV.

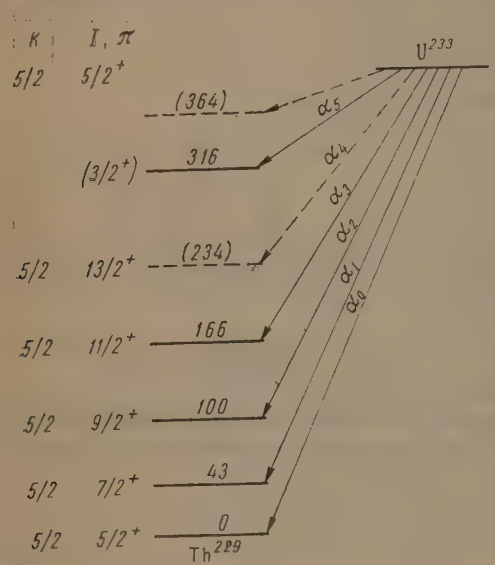


Рис. 3. Схема α-распада U^{233} и уровней Th^{229}

Таким образом, основываясь на полученных нами данных, мы предлагаем схему распада U^{233}, изображенную на рис. 3.

Таблица 2

Сравнение относительных интенсивностей α-переходов U^{233} на уровни основной ротационной полосы Th^{229} с расчетными данными

α-группы	Относительные интенсивности α-групп				
	уровень Th^{229}, E, keV	экспериментальные данные	данные по формулам		
			Гайгера—Неттола [9]	Фремана [9]	Тер-Мартиросяна [8]
α_0	0	1	1	1	1
α_1	43	0,178	0,513	0,132	0,177
α_2	100	0,0192	0,217	0,0181	0,0191
α_3	166	$0{,}72\cdot10^{-3}$	0,076	$1{,}21\cdot10^{-3}$	$1{,}36\cdot10^{-3}$
α_4	234	$<0{,}08\cdot10^{-3}$	0,0226	$9\cdot10^{-5}$	$8{,}9\cdot10^{-5}$

В заключение мы хотим отметить, что интенсивности α-переходов U^{233} на ротационные уровни Th^{229} (рис. 3) находятся в хорошем согласии с результатами подсчетов по формуле Тер-Мартиросяна [8] и в худшем — с результатами, получающимися по формулам Фремана [9] и Гайгера — Неттола [9]. Это иллюстрирует табл. 2.

Авторы признательны Ю. Т. Пузыновичу и В. Н. Делаеву за помощь в измерениях, а также Л. К. Пекеру за участие в обсуждении результатов работы.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Asaro F., UCRL, 2180 (1953).
2. Гольдин Л. Л., Третьяков Е. Ф., Новикова Г. И., Сессия Академии наук СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседание ОФМН, стр. 226.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1955.
3. Гольдин Л. Л., Новикова Г. И., Третьяков Е. Ф., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 868 (1956).
4. Джелепов Б. С., Иванов Р. Б., Недовесов В. Г., Чумин В. Г., Изв. АН СССР, См. настоящий номер, стр. 782.
5. Nilsson S. G., Mat.-fys. Medd., 29, № 16 (1955).
6. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1958.
7. Гольдин Л. Л., Гришук Г. И., Третьяков Е. Ф., Тезисы докладов IX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии, стр. 65.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1959.
8. Гольдин Л. Л., Пекер Л. К. Новикова Г. И., Успехи физ. наук, LIX, вып. 3, 459 (1956).
9. Bohr A., Froman P. O., Mottelson B. R., Mat.-fys. Medd., 29, № 10 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. С. ДАВЫДОВ

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

1. Введение

В настоящее время установлено, что для многих ядер возбужденные состояния можно приближенно разделить на однонуклонные возбуждения, соответствующие изменению состояния отдельных нуклонов ядра, и коллективные возбуждения, соответствующие одновременному изменению состояний движения многих нуклонов. Если учесть очень малую сжимаемость ядерного вещества, то коллективные движения не очень больших энергий можно в ряде случаев подразделить на возбуждения, связанные с колебаниями поверхности ядра около некоторого равновесного положения, и возбуждения, обусловленные изменением ориентации ядра в пространстве — вращения ядра.

В некотором смысле разделение движений в ядре на коллективные и однонуклонные движения напоминает разделение возбуждений в молекулах на электронные и ядерные движения. Многие свойства коллективных движений нуклонов были впервые выяснены в работах Бора и Мотельсона [1], которые частично использовали такую аналогию.

Строго говоря, коллективные и одночастичные возбуждения ядер взаимно связаны, и их разделение сравнительно хорошо выполняется только у четно-четных ядер, где минимальная энергия однонуклонных возбуждений порядка 1,5—2 MeV, а энергия коллективных возбуждений значительно меньше. Поэтому в этом обзоре мы ограничимся рассмотрением коллективных движений нуклонов в четно-четных ядрах.

Кроме малой энергии, коллективные возбуждения характеризуются еще большими вероятностями квадрупольных электрических переходов, проявляющимися при излучении γ-квантов и при кулоновском возбуждении ядер. В большинстве случаев вероятности квадрупольных электрических переходов с коллективных возбужденных состояний в десятки и сотни раз превосходят соответствующие вероятности переходов с однонуклонных возбужденных состояний. Такие большие вероятности переходов естественно связаны с коллективным движением большого числа нуклонов.

Долгое время существовало мнение, что форма всех ядер обладает сферической симметрией. Однако наличие квадрупольных электрических моментов и вращательных возбужденных состояний ядер с несомненностью указывало на то, что форма многих ядер может значительно отличаться от сферической.

Теоретическое объяснение значительного отклонения формы некоторых ядер от сферической впервые было дано в работе Рейнвотера [2]. Он показал, что форма ядра определяется конкуренцией между нуклонами, входящими в состав заполненных оболочек, стремящихся придать ядру сферическую форму, и нуклонами, входящими в состав незаполненных оболочек, которые стремятся поляризовать ядро и придать ему несферическую форму.

Дважды магические ядра имеют очень устойчивую сферическую форму. Частоты коллективных движений этих ядер соответствуют колебаниям поверхности около равновесной сферической формы. Энергия этих колебаний мало отличается от энергии однонуклонных движений. При наличии некоторого числа нуклонов в незаполненных оболочках частоты коллективных движений значительно уменьшаются, равновесная форма ядра делается несферической и разделение ядерных возбуждений на коллективные и одночастичные становится оправданным.

Как уже указывалось выше, коллективные движения несферических ядер можно разделить на внутриядерные возбуждения, соответствующие колебаниям поверхности ядра, и вращательные движения ядра без существенного изменения его внутреннего состояния. Наличие вращательных возбуждений малой энергии является характерным свойством несферических ядер.

До последнего времени было принято считать, что вращательные спектры имеются только у ядер, лежащих в трех областях периодической системы:

$$A \sim 24, \quad 150 \leqslant A \leqslant 190 \quad \text{и} \quad A > 220. \tag{1,1}$$

В связи с этим утверждалось *, что ядра, массовые числа которых не удовлетворяют неравенствам (1.1), имеют сферическую форму. Ниже будет показано, что область ядер, имеющих вращательные спектры, шире (1.1). По-видимому, следует отказаться от представления, что ядра вне областей (1.1) обязательно имеют сферическую форму. В пользу этого заключения говорят и непосредственные определения значений квадрупольных электрических моментов ядер из данных о вероятностях кулоновского возбуждения — для четных ядер, и вероятностей кулоновского возбуждения, сверхтонкой структуры спектров атомов, молекул и твердых тел — для нечетных ядер. Для иллюстрации возможных значений несферичности ядер в табл. 1 приведены значения энергии первого возбужденного уровня некоторых четно-четных ядер и значения параметра β (учитывающего отклонение формы ядра от сферической), вычисленные из измеренных значений квадрупольных моментов. Экспериментальные данные взяты из работ [4, 5].

Из табл. 1 следует, что форма многих ядер, не лежащих близко к дважды магическим ядрам, не является сферической. Если форму ядра апроксимировать эллипсоидом, то при неизменном объеме ядра его форма будет определяться двумя параметрами β и γ, которые связаны соотношениями:

$$a_0 = \beta \cos\gamma, \quad a_1 = a_{-1} = 0 \quad \text{и} \quad a_2 = a_{-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin\gamma \tag{1,2}$$

с параметрами a_μ, определяющими форму ядра:

$$R(\vartheta\tau) = R_0 \Big[1 + \sum_{\mu=-2}^{2} a_\mu Y_{2\mu}(\vartheta\tau) \Big] \tag{1,3}$$

в системе координат, связанной с главными осями ядра.

Из (1, 2) следует, что

$$\beta = \sqrt{a_0^2 + a_2^2 + a_{-2}^2} \geqslant 0$$

определяет общее отклонение формы ядра от сферической симметрии. При заданном значении β изменение параметра «неаксиальности» γ от 0 до 60° сопровождается изменением формы ядра от вытянутого до сплюснутого эллипсоида вращения. Значению $\gamma = 30°$ соответствует «промежуточная» — между вытянутым и сплюснутым эллипсоидом вращения — форма ядра.

* См., например, предисловие Л. Слива к книге [3].

Таблица 1

Энергии первого возбужденного уровня и параметр несферичности β

Ядро	A	E, keV	β	Ядро	A	E, keV	β
Se	74	635	0,21	Nd	150	130	0,25
Se	76	567	0,30	Sm	148	562	0,12
Se	78	615	0,27	Sm	150	337	0,16
Se	80	654	0,21	Sm	152	122	0,28
Se	82	880	0,11	Sm	154	83	0,33
Mo	94	874	0,17	Gd	154	123	0,30
Mo	96	775	0,18	Gd	156	89	0,41
Mo	98	780	0,17	Gd	158	79	0,46
Mo	100	530	0,25	Gd	160	76	0,47
Ru	96	840	0,16	Dy	160	86	0,35
Ru	98	654	0,21	Dy	162	82	0,36
Ru	100	540	0,23	Dy	164	73	0,41
Ru	102	475	0,25	Er	164	90	0,33
Ru	104	358	0,28	Yb	170	84	0,30
Pd	104	555	0,21	Hf	176	89	0,29
Pd	106	513	0,23	Hf	178	91	0,31
Pd	108	433	0,24	Hf	180	93	0,27
Pd	110	374	0,26	W	182	100	0,26
Cd	106	630	0,19	W	184	112	0,24
Cd	108	630	0,19	W	186	124	0,24
Cd	110	656	0,19	Os	186	137	0,20
Cd	112	610	0,19	Os	188	155	0,18
Cd	114	555	0,20	Os	190	188	0,14
Cd	116	517	0,20	Pt	194	330	0,15
Te	120	560	0,17	Pt	196	358	0,13
Te	122	570	0,16	Pt	198	403	0,13
Te	124	608	0,14	Hg	198	411	0,11
Te	126	673	0,16	Hg	200	370	0,09
Te	128	750	0,14	Hg	202	439	0,08
Te	130	850	0,13	Th	232	52	0,18
Nd	146	455	0,09	U	238	44	0,28
Nd	148	300	0,15				

Вращательный спектр четно-четных ядер особенно прост, если форма ядра обладает аксиальной симметрией. В этом случае энергия вращения ядра определяется простой формулой

$$E_J = AJ(J+1) \quad (J = 0, 2, 4, \ldots), \tag{1,4}$$

где A, в адиабатическом приближении,— постоянная величина, зависящая от момента инерции ядра относительно оси, перпендикулярной оси аксиальной симметрии.

Из (1, 4) следует, что положения вращательных уровней энергии должны удовлетворять правилу интервалов

$$E_2 : E_4 : E_6 : E_8 = 1 : 3{,}3 : 7 : 12. \tag{1,5}$$

Классическим примером ядра с ярко выраженным вращательным спектром является ядро Hf^{180}, схема уровней которого изображена на рис. 1, *а*.

Пока еще известно мало ядер, у которых наблюдались бы уровни возбуждения с значениями спинов 2, 4, 6 и 8. Однако имеется сравнительно много ядер, у которых наблюдаются первые два возбужденных состояния со спинами 2 и 4 с правилом интервалов, близким к (1,5). Возбужденные состояния таких ядер рассматривают как состояния, соответствующие вращению ядра без изменения его внутреннего состояния. Более того, широко распространено мнение, что к вращательным состояниям следует относить только такие возбужденные состояния четно-четных ядер, которые характеризуются последовательностью спинов 0, 2, 4, ..., имеют одинаковую четность и удовлетворяют правилу интервалов (1,5), полу-

ченному для ядер аксиальной формы. При этом приближенное согласие отношений энергий с правилом интервалов (1,5) рассматривается как экспериментальное доказательство того, что форма ядра обладает аксиальной симметрией. Так, например, в обзорной статье Альдера, Бора, Хуса, Моттельсона и Винтера ([5], стр. 529; русский перев. [3], стр. 187) утверждается: «Основным экспериментальным доказательством осевой симметрии является наблюдаемый закон $J(J+1)$ для вращательных спектров». В работе Бора и Моттельсона [1] (см. русский перев., стр. 76) отмечается: «То обстоятельство, что спин второго возбужденного вращательного состояния равен четырем и отношение $E_4{:}E_2$ находится в соответствии с ожидаемым значением в предельном случае сильной связи, служит подтверждением нашего предположения об аксиальной симметрии деформации ядра. Вращательный спектр ядер с асимметричной равновесной деформацией содержал бы всю последовательность значений J и отношение энергий отличалось бы от (1,5)».

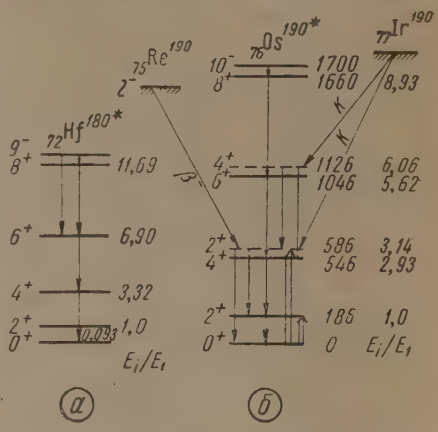


Рис. 1. Схема энергетических уровней ядер: *а* — Hf^{180} и *б* — Os^{190}

Такие утверждения нам кажутся мало обоснованными. В самом деле, к вращательным возбуждениям ядер относят только те возбужденные состояния, которые удовлетворяют правилу интервалов (1,5), а затем это согласие рассматривается как доказательство того, что ядра обладают аксиальной симметрией.

Как будет показано в этой статье, предположение об аксиальной симметрии всех ядер не следует из экспериментальных данных. Многие явления, относящиеся к малым возбужденным состояниям четно-четных ядер, находят хорошее объяснение, если предположить, что форма ядра может быть аппроксимирована трехосным эллипсоидом.

В разделе 2 будут изложены основные результаты работ [6, 7], выполненных в 1958 г. Филипповым, Ростовским и автором обзора, в которых исследуются вращательные состояния четно-четных неаксиальных ядер и проводится сравнение с экспериментальными данными. В разделе 3 излагаются результаты, полученные в тех же работах, относящиеся к вероятностям электромагнитных переходов между вращательными состояниями неаксиальных ядер. В разделе 4 излагаются результаты работы [8], относящиеся к вероятностям β-распадов на различные вращательные состояния неаксиальных ядер. В разделе 5 излагаются результаты теоретических работ Гарского [9, 10], Гейликмана [11], Заикина [12], Филиппова и автора обзора [13], в которых показывается, что равновесная форма ядра может не иметь оси аксиальной симметрии.

2. Вращательные уровни энергии неаксиального ядра

Первая попытка исследования вращательных энергетических состояний неаксиальных ядер была осуществлена Марти [14]. Он решал задачу методом теории возмущения и поэтому пропустил уровни возбуждения, соответствующие нечетным значениям полного момента, и не сделал попытки сопоставить результаты теории с экспериментом. В работах Филиппова, Ростовского и автора [6, 7] найдены точные решения уравнения Шредингера, определяющего энергию вращения неаксиального ядра без изменения его внутреннего состояния. Были вычислены энергии уровней, обладающих спинами 2, 3, 4, 5, 6 и 8 для всех возможных значений пара-

метра γ, определяющего величину «неаксиальности» четно-четного ядра.

Отношение энергии уровня, имеющего момент J, к энергии первого возбужденного уровня (спин 2) изображено на рис. 2 для значений γ в интервале $0 \div 30°$. Все энергетические уровни четно-четного ядра являются функциями только $\sin^2(3\gamma)$, поэтому энергетические уровни для значений γ в интервале $30 \div 60°$ можно получить путем симметричного (относительно $\gamma = 30°$) продолжения кривых в эту область значений γ. При $\gamma = 0$ и $60°$ последовательность спинов и правила интервалов совпадают (как это и следовало ожидать) со случаем аксиальных ядер.

Уровни, наблюдаемые и в случае, когда $\gamma \to 0$, назовем уровнями основной вращательной полосы. Энергию вращательных состояний основной вращательной полосы будем кратко обозначать $E_1(J)$, где J — спин уровня. Сами вращательные состояния будут обозначаться двумя цифрами $J1$, например 21, 41, ... Кроме вращательных состояний основной вращательной полосы при $\gamma \neq 0$, имеются вращательные состояния со спинами 2, 3, 4, 5, 6 и т. д. Энергия этих вращательных состояний при $\gamma \to 0$ или $60°$ стремится к бесконечности. Такие возбужденные состояния будем называть «аномальными» вращательными состояниями.

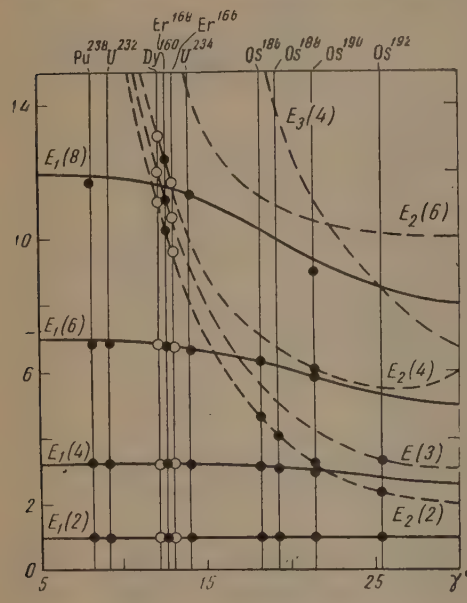


Рис. 2. Зависимость отношений энергии вращательных уровней четно-четных ядер к энергии их первого возбужденного состояния от параметра неаксиальности γ. Сплошные линии относятся к основной вращательной полосе, пунктирные — к «аномальным» вращательным состояниям. На вертикальных линиях точками указаны экспериментальные значения отношений энергий для соответствующих ядер

Определенному вращательному состоянию ядра соответствуют только два вращательных состояния со спином 2, одно состояние со спином 3, три состояния со спином 4, два состояния со спином 5, четыре состояния со спином 6 и т. д. Из двух состояний, имеющих спин 2, одно состояние относится к основной вращательной полосе, второе — к аномальной. Отношение энергий этих двух уровней определяется формулой

$$\frac{E_2(2)}{E_1(2)} = \frac{1 + \sqrt{1 - {}^8/_9 \sin^2(3\gamma)}}{1 - \sqrt{1 - {}^8/_9 \sin^2(3\gamma)}}. \qquad (2,1)$$

При изменении γ от 0 до $30°$ это отношение изменяется от ∞ до 2.

Измеряя на опыте отношение энергий вращательных уровней со спином 2, можно при помощи (2,1) вычислить значение γ и определить при помощи рис. 2 положение и спины всех остальных вращательных состояний основной вращательной полосы и аномальных уровней.

Из рис. 2 видно, что отклонение формы ядра от аксиальной симметрии приводит к нарушению в основной вращательной полосе правила интервалов (1,5), наблюдаемого во вращательной полосе аксиально-симметричных ядер. При малых значениях γ отношение энергий уровней сравнительно мало отличается от (1,5). Однако при возрастании γ наступает все большее и большее отклонение от (1,5), особенно для уровней с большим

спином. Так, например, при $\gamma = 30°$ уровни основной вращательной полосы должны удовлетворять правилу интервалов 1 : 2,67 : 5 : 8.

На рис. 2 черными и белыми кружками отмечены экспериментальные отношения энергий возбуждения ядер: Os^{190}, Os^{192}, Dy^{160}, U^{232}, Pu^{238} [15]; U^{234} [16]; Os^{188}, O^{186} [17]; Er^{166}, Er^{168} [18]. Как видно из рис. 2, теория хорошо передает последовательность спинов и экспериментальные отношения энергий. Небольшое отклонение экспериментальных точек от теоретических значений может быть частично учтено введением поправочного члена

$$-a\,J^2(J+1)^2, \qquad (2,2)$$

учитывающего связь вращения с внутренним возбуждением ядра. Грубо говоря, (2,2) учитывает увеличение момента инерции ядра из-за действия центробежных сил. Требуемая для согласования теории с экспериментом величина поправочного члена (2,2) может служить критерием пригодности адиабатического приближения. Следует отметить, что при анализе вращательных спектров с точки зрения предположения об аксиально-симметричной форме ядра отклонение экспериментальных отношений энергий от правила интервалов 1 : 3,3 : 7 : 12 целиком относилось за счет нарушения адиабатичности. Тем самым значительно преувеличивалась роль поправочного члена, учитывающего влияние нарушения адиабатических условий. На самом же деле отклонение от правила интервалов (1,5), найденного в адиабатическом приближении для аксиальных ядер, связано в значительной степени с отклонением формы ядра от аксиальной симметрии.

В этом отношении особенно интересны экспериментальные данные об уровнях со спинами 2, 4, 6, 8 ядра Os^{190} (см. рис. 1, *б* и 2), положение которых определено в работах [19, 20], при исследовании каскадных γ-переходов при распаде 10-минутного изомера Os^{190} с квантовыми характеристиками 10^-. Как отмечают авторы работ [19, 20], наблюдаемая на опыте последовательность спинов хорошо соответствует последовательности спинов уровней ядра Hf^{180} (см. рис. 1), имеющего ярко выраженный вращательный спектр. Однако наблюдаемые отношения энергий оказались существенно отличающимися от теоретических отношений для аксиальных ядер. В этих же работах отмечается, что экспериментально наблюдаемые отношения 1 : 2,93 : 5,62 : 8,93 нельзя получить выбором значений двух параметров в формуле

$$E_J = AJ(J+1) - aJ^2(J+1)^2.$$

Как видно из рис. 2, учет неаксиальной формы ядра Os^{190} ($\gamma = 21,4°$) дает отношения энергий, близкие к наблюдаемым экспериментально (даже без введения поправок на неадиабатичность).

Кроме изменения правила интервалов для уровней основной вращательной полосы, нарушение аксиальной симметрии ядра приводит к появлению новых вращательных уровней (аномальных). Таковы, например, вторые уровни со спинами 2 и 4 в ядре Os^{190} (рис. 1, *б*). Эти уровни не проявляются при распаде 10-минутного изомера Os^{190}, однако они проявляются при K-захватном распаде Ir^{190} (см. раздел 4). Второй возбужденный уровень со спином 2 проявляется также при кулоновском возбуждении и при β-распаде ядра Re^{190}. Особенности ядра Os^{190} связаны с большим значением $\gamma = 21,4°$, соответствующим экспериментальному отношению энергий

$$\frac{E_2(2)}{E_1(2)} = 3,15\,.$$

К аномальным вращательным уровням следует отнести энергетические уровни со спинами 3 в ядрах Dy^{160}, Er^{168} и Pu^{238} (рис. 3), вторые уровни возбуждения со спинами 2 в ядрах Dy^{160} и Er^{168} (рис. 3) и многих других ядрах.

Интересно, что теория неаксиальных ядер приводит к заключению, что энергия уровня со спином 3 должна равняться (независимо от значения γ) сумме энергий двух уровней, имеющих спин 2, т. е.

$$E(3) = E_1(2) + E_2(2). \qquad (2,3)$$

Точность выполнения соотношения (2,3) не зависит от конкретного выбора значений моментов энергии ядра, а определяется только условиями применимости адиабатического приближения. Поэтому выполнение равенства (2,3) может служить критерием применимости адиабатического

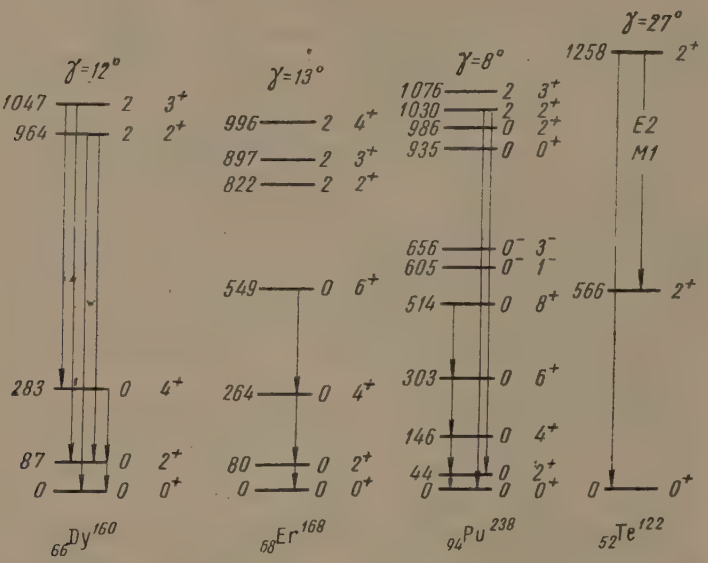


Рис. 3. Схемы уровней для нескольких ядер. Сверху указаны значения параметра γ, вычисленные из экспериментальных отношений энергий уровней со спином 2

приближения. Как показано в [6], соотношение (2,3) хорошо выполняется (до 1 %) для многих ядер, у которых известно положение уровней со спинами 2, 2, 3.

Согласно рис. 2 для ядер с $\gamma > 21°$ уровень со спином 4 основной вращательной полосы лежит выше второго уровня со спином 2, при $\gamma < 21{,}5°$, наоборот, уровень 4 лежит ниже уровня со спином 2. Уровень со спином 4 расположен всегда выше первого уровня со спином. Эти качественные закономерности должны выполняться для всех вращательных уровней четно-четных ядер.

Коллективные возбужденные состояния четно-четных ядер, которые в ряде работ относили к так называемым γ-колебаниям с квантовым числом $K=2$ и произвольно приписывали им энергию колебаний $\hbar\omega_\gamma$, согласно новой интерпретации, являются аномальными вращательными уровнями неаксиальных ядер. Такие энергетические уровни имеют, например, ядра Dy^{160} (964 и 1047 keV), Er^{168} (822, 897 и 996 keV), Pu^{238} (1030 и 1076 keV) (см. рис. 3), Er^{166} (787, 861 и 958 keV) и ряд других ядер.

У ядер, близких к аксиально-симметричным ($\gamma < 15°$), аномальные вращательные уровни лежат сравнительно высоко. Как будет показано ниже (раздел 3), таким возбуждениям действительно в некотором приближении можно сопоставить значение квантового числа $K=2$, которое указано на рис. 3.

Обычная трактовка возбужденных состояний с $K=2$, как γ-колебаний с энергией $E_\gamma = \hbar\omega_\gamma$, требует введения эмпирического параметра ω_γ.

Последовательная теория γ-колебаний, учитывающая требования инвариантности волновых функций относительно преобразований

$$\gamma' = \gamma + \frac{2\pi}{3} \quad \text{и} \quad \gamma' = -\gamma,$$

и явный вид оператора кинетической энергии таких колебаний [1]

$$-\frac{\hbar^2}{2B\beta^2}\frac{1}{\sin(3\gamma)}\frac{\partial}{\partial\gamma}\left(\sin 3\gamma\frac{\partial}{\partial\gamma}\right)$$

показывает, что γ-колебания в некотором смысле эквивалентны вращению. Их энергия приближенно выражается [21] в виде суммы двух членов

$$E_\gamma \approx \frac{9\hbar^2}{B\beta_0^2} + 0{,}1\left[\frac{\partial^2 V(\gamma)}{\partial\gamma^2}\right]_{\gamma=\gamma_0}, \qquad (2{,}4)$$

где первое слагаемое представляет собой 9-кратное значение энергии первого вращательного состояния, а $V(\gamma)$ — потенциальная энергия ядра как функция параметра γ. Оценки, проведенные в [21], показывают, что (2,4) по порядку величины равно энергии однонуклонных возбуждений, а вероятность возбуждения γ-колебательных уровней на несколько порядков меньше вероятности квадрупольных возбуждений вращательных уровней. Эти результаты также подтверждают заключение о том, что указанные выше уровни с $K = 2$ следует рассматривать как вращательные уровни неаксиальных ядер. Это заключение делается еще более убедительным, если учесть хорошее согласие наблюдаемых вероятностей квадрупольных переходов с предсказаниями теории неаксиальных ядер (см. раздел 3).

При $\gamma > 20°$ аномальные вращательные уровни значительно опускаются (см. рис. 2). При $\gamma = 30°$ два аномальных вращательных уровня со спинами 2 и 3 вместе с первым возбужденным уровнем (спин 2) образуют три эквидистантных уровня с последовательностью спинов 2, 2, 3. При $\gamma \geqslant 27°$ отношение $\frac{E_2(2)}{E_1(2)}$ близко к 2. Возбуждения ядра с отношением $\frac{E_2(2)}{E_1(2)} \approx 2$ в ряде работ относили к β-колебаниям поверхности ядра и называли «колебаниями, близкими к гармоническим», так как такое отношение двух энергетических уровней должно наблюдаться и для колебательных уровней гармонического осциллятора, а возможность вращательных возбуждений с таким отношением энергий еще не была известна.

При отождествлении возбуждений со спинами 2 и 3 с β-колебаниями энергетические уровни $E_2(2)$ и $E(3)$ следует рассматривать как двух- и трехфононные колебательные возбуждения поверхности ядра, которые должны быть трехкратно и пятикратно вырожденными состояниями со спинами 0, 2, 4 для $E_2(2)$ и 0, 2, 3, 4, 6 для $E(3)$. Наблюдаемое отклонение отношения $\frac{E_2(2)}{E_1(2)}$ от значения 2, вытекающего из гармонического приближения, пытались объяснить наличием в гамильтониане коллективного движения членов более высокого порядка (учет ангармонизма). Такая интерпретация требовала введения дополнительных параметров, учитывающих роль негармонических членов. Она могла объяснить наблюдаемое отношение $\frac{E_2(2)}{E_1(2)}$ для некоторых ядер, но не могла объяснить положение остальных аномальных коллективных уровней, имеющих спины 3 и 4. Если же рассматривать все эти уровни как вращательные, то из одного экспериментально определяемого отношения $\frac{E_2(2)}{E_1(2)}$ можно теоретически предсказать положение всех остальных вращательных уровней. Одновременно это же отношение энергий, как будет показано в разделе 3, однозначно определяет относительные вероятности электромагнитных

переходов между всеми вращательными уровнями и не требует введения дополнительных гипотез, которые необходимы при отождествлении части таких возбуждений с γ-колебаниями, части с β-колебаниями, а части — с обычными вращательными уровнями.

Из вышеизложенного не следует делать вывод, что все коллективные возбужденные состояния надо отождествлять с вращательными движениями. Ряд возбужденных состояний не может относиться к вращательным движениям. Таковы, например, уровни энергий отрицательной четности (605 и 656 keV) у ядра Pu^{238} (см. рис. 3) и у некоторых других четно-четных ядер. Эти уровни в настоящее время рассматриваются как октупольные колебания поверхности ядра. Таковы, далее, возбужденные уровни со спинами 0 и 2 (935 и 986 keV) у ядра Pu^{238} (см. рис. 3), уровень со спином 0 (810 keV) у ядра U^{234}, уровни со спинами 4, 0 и 2 (1286, 1308 и 1368 keV) у ядра Cd^{114} и некоторые возбужденные состояния других четно-четных ядер, которые, по-видимому, следует относить к β-колебаниям поверхности атомного ядра. Наконец, возбужденные состояния ядер, форма которых мало отличается от сферической, вообще нельзя разделить на коллективные и одночастичные; в этом случае, естественно, нельзя выделить и вращательные состояния.

3. Электромагнитные переходы между вращательными состояниями неаксиальных ядер

Все вращательные состояния неаксиальных ядер (кроме состояний со спином 3) не имеют определенного значения квантового числа K; поэтому волновые функции этих состояний имеют вид

$$\psi_{Ji} = \sum_K A_{Ki} \Phi_{JK}, \tag{3,1}$$

где i определяет номер уровня с данным спином J; $i = 1$ соответствует состояниям основной вращательной полосы, $i = 2,3,\ldots$ — аномальным вращательным уровням. Суммирование в (3,1) выполняется только по четным положительным K:

$$\Phi_{JK} = \sqrt{\frac{2J+1}{16\pi^2(1+\delta_{K0})}}\{D^J_{mK} + (-1)^J D^J_{m,-K}\}, \tag{3,2}$$

$$\delta_{iK} = \begin{cases} 1, & \text{если } i = K, \\ 0, & \text{если } i \neq K; \end{cases}$$

D^J_{mK} — обобщенные сферические функции, зависящие от углов Эйлера, определяющих ориентацию ядра в пространстве.

Волновая функция состояний, соответствующих спину 3, выражается простой формулой

$$\psi_3 = \Phi_{32} = \sqrt{\frac{7}{16\pi^2}}\,(D^3_{m2} - D^3_{m,-2})$$

Коэффициенты A_{Ki}, определяющие волновые функции (3,1) других вращательных состояний, вычислены в работах [6,7]. В качестве примера приведем волновые функции первых вращательных состояний ядра Os^{190} ($\gamma = 21{,}4$):

$$\begin{aligned}
\psi_{21} &= 0{,}996\,\Phi_{20} + 0{,}087\,\Phi_{22};\\
\psi_{41} &= 0{,}95\,\Phi_{40} + 0{,}3\,\Phi_{42} + 0{,}02\,\Phi_{44};\\
\psi_{22} &= -0{,}087\,\Phi_{20} + 0{,}996\,\Phi_{22};\\
\psi_3 &= \Phi_{32};\\
\psi_{42} &= -0{,}3\,\Phi_{40} + 0{,}95\,\Phi_{42} + 0{,}02\,\Phi_{44};\\
\psi_{61} &= 0{,}85\,\Phi_{60} + 0{,}52\,\Phi_{62} + 0{,}06\,\Phi_{64} + 0{,}002\,\Phi_{66}.
\end{aligned} \tag{3,3}$$

Как показано в [6,7], для ядер с отношением энергий $\frac{E_2(2)}{E_1(2)} > 6{,}9$, что соответствует $\gamma < 15°$, волновые функции вращательных состояний можно апроксимировать выражениями, содержащими только одно значение K. Так, волновые функции состояний, имеющих спин 2, заменяются (в порядке возрастания энергии) приближенными функциями

$$\psi_{21} = \Phi_{20} = \sqrt{\frac{5}{8\pi^2}}\, D^2_{m0}$$

и (3,4)

$$\psi_{22} = \Phi_{22} = \sqrt{\frac{5}{16\pi^2}}\,(D^2_{m2} + D^2_{m,-2}).$$

Волновые функции состояний, обладающих спином 4, апроксимируются выражениями:

$$\psi_{41} = \sqrt{\frac{9}{8\pi^2}}\, D^4_{m0},$$

$$\psi_{42} = \sqrt{\frac{9}{16\pi^2}}\,(D^4_{m2} + D^4_{m,-2}) \qquad (3,5)$$

$$\psi_{43} = \sqrt{\frac{9}{16\pi^2}}\,(D^4_{m4} + D^4_{m,-4}) \text{ и т. д.}$$

В тех случаях, когда $\frac{E_2(2)}{E_1(2)} > 6{,}9$, вращательные движения можно приближенно описать функциями типа (3,4) — (3,5). Вращательные возбуждения в этом случае можно характеризовать двумя квантовыми числами J и K. В этом приближении уровням основной вращательной полосы соответствует значение $K = 0$. Аномальные вращательные уровни тогда можно подразделить на системы уровней со значениями $K = 2, 4, 6, \ldots$ На рис. 3 приведены схемы энергетических уровней ядер Dy^{160}, Er^{168} и Pu^{238}, на которых указаны значения J и K, принимаемые в настоящее время.

В связи с тем, что волновые функции вращательных состояний однозначно определены, если известно γ $\left(\text{или отношение } \frac{E_2(2)}{E_1(2)}\right)$, возникает возможность вычисления приведенных вероятностей электромагнитных переходов между вращательными уровнями. Так, например, приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов между вращательными состояниями легко вычисляются, если учесть, что оператор квадрупольного перехода имеет вид

$$\hat{Q}_{2\mu} = eQ_0\left\{D^2_{\mu 0}\cos\gamma + \frac{1}{\sqrt{2}}\,(D^2_{\mu 2} + D^2_{\mu,-2})\sin\gamma\right\},$$

где Q_0 — внутренний квадрупольный электрический момент ядра.

Приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов, выраженные в единицах $\frac{e^2Q_0^2}{16\pi^2}$, соответствующих приведенным вероятностям электрических квадрупольных переходов на первый уровень возбуждения аксиального ядра, приведены для нескольких значений γ в табл. 2.

Приведенные вероятности переходов между вращательными уровнями четно-четного ядра удовлетворяют некоторым правилам сумм. Например, сумма приведенных вероятностей (в ед. $\frac{e^2Q_0^2}{16\pi^2}$) с обоих уровней, имеющих спин 2, в основное состояние равна единице:

$$b(E2;\ 21 \to 0) + b(E2;\ 22 \to 0) = 1, \qquad (3,6)$$

далее

$$b(E2;\ 3 \to 22) + b(E2;\ 3 \to 21) = {}^{25}/_{14}. \qquad (3,7)$$

Таблица 2

Приведенные вероятности квадрупольных электрических переходов

b	γ				
	0	10	20	25	30
$b(E2;\ 21\to0)$	1,0	0,97	0,93	0,96	1,0
$b(E2;\ 22\to0)$	0	0,028	0,067	0,042	0
$b(E2;\ 22\to21)$	0	0,051	0,36	0,86	1,43
$b(E2;\ 3\to21)$	0	0,05	0,12	0,079	0
$b(E2;\ 3\to22)$	1,78	1,77	1,67	1,70	1,78
$b(E2;\ 3\to41)$	0	0,034	0,41	0,82	1,0
$b(E2;\ 41\to21)$	1,43	1,39	1,37	1,36	1,39
$b(F2;\ 41\to22)$	0	0,002	0,03	0,04	0
$b(E2;\ 42\to21)$	0,59	0,57	0,48	0,43	0,59
$b(E2;\ 42\to3)$	1,33	1,28	0,98	0,45	0
$b(E2;\ 42\to41)$	0	0,06	0,31	0,31	0,27
$b(E2;\ 61\to41)$	1,57	1,55	1,62	1,70	1,73
$b(E2;\ 61\to42)$	0	0,008	0,05	0,01	0

Из табл. 2 следует, что приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов между вращательными состояниями четно-четных ядер можно разбить на три типа:

1. Переходы, приведенные вероятности которых по порядку величины равны единице. К этим переходам относятся каскадные переходы между уровнями основной вращательной полосы и переходы между аномальными вращательными уровнями разного спина, например, переходы: 3→22, 42→3, 42→22.

2. Переходы между уровнями основной вращательной полосы и аномальными вращательными уровнями другого спина; например, переходы: 3→21, 41→22, 42→21, 61→42 и др. Приведенные вероятности таких переходов равны нулю при $\gamma = 0$ или 30° и малы для других значений γ.

3. Переходы между уровнями одинакового значения спина; например, переходы: 22→21, 42→41 и др. Приведенные вероятности таких переходов равны нулю при $\gamma = 0$, а затем значительно возрастают при увеличении γ, достигая максимальных значений (порядка единицы) при $\gamma = 30°$. К этому же типу переходов относится и переход 3→41.

В тех случаях, когда вращательное движение можно описать приближенными функциями, соответствующими определенному значению квантового числа K, отличные от нуля приведенные вероятности квадрупольных переходов между вращательными уровнями данного J и K описываются простыми формулами:

$$b(E2;\ JK\to J'K) = 5(2J\,0K\,|\,J'K)^2\cos^2\gamma;$$

$$b(E2;\ JK\to J'K+2) = {}^5/_2(1+\delta_{K0})(2J2K\,|\,J'K+2)^2\sin^2\gamma;$$

$$b(E2;JK\to J'K-2) = {}^5/_2(1+\delta_{K2})(2J2K\,|\,J'K-2)^2\sin^2\gamma,$$

где $(J_1J_2m_1m_2\,|\,Jm)$ — коэффициенты Клебша — Жордана (коэффициенты векторного сложения); таким образом, при $\gamma < 15°$ наиболее вероятные $E2$-переходы осуществляются при условии выполнения равенства

$$\Delta K = 0. \qquad (3,8)$$

Переходы, происходящие при нарушении условия (3,8), принято называть K-запрещенными переходами. При $\gamma > 15°$ следует пользоваться точными функциями, так как для таких ядер K уже не является хорошим квантовым числом. Явный вид приведенных вероятностей переходов между различными уровнями со спином 2 и соседними уровнями со спином 0

и 3 таков:

$$b(E2;\ 21\to 0)=\frac{1}{2}\left(1+\frac{3-2\sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9-8\sin^2(3\gamma)}}\right);$$

$$b(E2;\ 22\to 0)=\frac{1}{2}\left(1-\frac{3-2\sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9-8\sin^2(3\gamma)}}\right);$$

$$b(E2;\ 22\to 21)=\frac{10\sin^2(3\gamma)}{7(9-8\sin^2(3\gamma))};$$

$$b(E2;\ 3\to 22)=\frac{25}{28}\left(1+\frac{3-2\sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9-8\sin^2(3\gamma)}}\right);$$

$$b(E2;\ 3\to 21)=\frac{25}{28}\left(1-\frac{3-2\sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9-8\sin^2(3\gamma)}}\right).$$

Итак, развитая в работах [6, 7] теория вращательных состояний неаксиальных ядер позволяет вычислить вероятности квадрупольных переходов между всеми вращательными состояниями ядра. Все эти вероятности пропорциональны квадрату внутреннего квадрупольного электрического момента ядра. Поэтому отношения приведенных вероятностей переходов будут зависеть только от значения γ, т. е. от отношения энергий уровней со спином 2. Таким образом, теория позволяет связать относительные приведенные вероятности переходов между различными вращательными уровнями ядра с отношением энергий двух его вращательных уровней, имеющих спин 2.

В табл. 3 приведены отношения энергий $\frac{E_2(2)}{E_1(2)}$, соответствующие им значения γ, теоретические и экспериментальные отношения (ссылки на работы см. в [6, 7]) приведенных вероятностей каскадного и прямого переходов со второго уровня со спином 2 и отношение вероятностей переходов $\frac{b(E2;\ 22\to 21)}{b(E2;\ 21\to 0)}$. Из таблицы видно, что теория хорошо передает экспериментальные отношения приведенных вероятностей. Так, например, изменению γ от 8,1 до 27,5° соответствует, в согласии с экспериментом, увеличение теоретического значения отношения $\frac{b(E2;\ 22\to 21)}{b(E2;\ 22\to 0)}$ примерно на два порядка.

Таблица 3

Отношения приведенных вероятностей квадрупольных переходов

Ядро	$\frac{E_2(2)}{E_1(2)}$	γ	$\frac{b(E2;\ 22\to 21)}{b(E2;\ 22\to 0)}$		$\frac{b(E2;\ 22\to 21)}{b(E2;\ 21\to 0)}$	
			теор.	эксп.	теор.	эксп.
Pu^{238}	23,4	8,1	1,2	1,3—1,5		
Th^{232}	15,4	10,3	1,7	1,8	0,052	0,014
W^{182}	12,1	11,6	1,7	1,6		
Dy^{160}	11,0	12,2	1,9	2,4		
Sm^{152}	8,9	13,5	1,9	1,7		
Gd^{154}	8,1	14,0	2,6	1,94		
W^{184}	8,0	14,1	3,0	2,4	0,18	0,12
Os^{188}	4,1	19,3	4,5	2,7	0,32	0,19
Os^{190}	3,0	21,4	7,1	9,7	0,50	0,52
Hg^{198}	2,7	23,2	13	25		
Os^{192}	2,4	25,4	21	9,1	0,90	0,68
Te^{122}	2,2	26,3	40	30	1,29	2,8
Cd^{144}	2,17	26,8	78	77,9		
Te^{126}	2,14	27,5	104	200		
Pt^{196}	1,97	30	∞	>2500		

Представляет интерес рассмотреть отношения приведенных вероятностей переходов с основного состояния на два уровня, имеющие спины 2:

$$\frac{b(E2;\ 0\to 22)}{b(E2;\ 0\to 21)} = \frac{\sqrt{9-8\sin^2(3\gamma)}-3+2\sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9-8\sin^2(3\gamma)}+3-2\sin^2(3\gamma)}. \qquad (3,9)$$

Знание этого отношения существенно для выяснения возможности возбуждения уровня 22 кулоновским полем быстрых заряженных частиц.

Таблица 4

Отношения приведенных вероятностей переходов на уровни со спином 2

Ядро	$\frac{E_2(2)}{E_1(2)}$	γ	$\frac{b(E2;\ 0\to 22)}{b(E2;\ 0\to 21)}$		Ядро	$\frac{E_2(2)}{E_1(2)}$	γ	$\frac{b(E2;\ 0\to 22)}{b(E2;\ 0\to 21)}$	
			теор.	эксп.				теор.	эксп.
Os^{190}	2,9	20	0,072	0,04	Ru^{102}	2,24	25,1	0,043	0,015
Ru^{100}	2,55	23,7	0,057	0,024	Pd^{106}	2,20	26,5	0,027	0,017
Ru^{104}	2,56	24	0,055	0,013	Pd^{108}	2,18	27	0,02	0,01
Gd^{116}	2,35	25	0,044	0,021	Cd^{114}	2,17	27	0,02	0,02

Отношение (3,9) максимально для $2,4 < \frac{E_2(2)}{E_1(2)} < 6,28$ $(25° > \gamma > 15°)$ и очень мало при $\frac{E_2(2)}{E_1(2)} > 64$ и $\frac{E_2(2)}{E_1(2)} < 2,01$. Теоретические и экспериментальные значения отношений (3,9) (полученные из данных о кулоновском возбуждении [22]) приведены в табл. 4.

Для устранения неопределенности, связанной с разной заселенностью вращательных уровней, необходимо сравнивать переходы, происходящие с одного начального состояния в разные конечные. К сожалению, имеется еще мало экспериментальных данных, относящихся к переходам такого типа. В работе [23] приведены экспериментальные значения отношения интенсивностей $E2$-переходов $3\to 41$ и $3\to 21$ в ядре Sm^{152}. Это отношение соответствует отношению приведенных вероятностей $\left\{\frac{b(E2;\ 3\to 41)}{b(E2;\ 3\to 21)}\right\}_{эксп} = 1,88$. Из отношения $\frac{E_2(2)}{E_1(2)} = 8,9$ для ядра Sm^{152} следует, что $\gamma = 13,5°$; тогда теория приводит к значению $\left\{\frac{b(E2;\ 3\to 41)}{b(2E;\ 3\to 21)}\right\}_{теор} = 1,37$, что удовлетворительно согласуется с экспериментальным отношением.

Из работы [24] следует, что в ядре Kr^{82} $\frac{b(E2;\ 3\to 21)}{b(E2;\ 3\to 22)} = 0,016$. Это отношение соответствует ядру, у которого γ немногим больше 29°. Значение $29°<\gamma<30°$ согласуется с наблюдаемым отношением $\frac{E_2(2)}{E_1(2)} = 1,9$, если учесть, что в этом ядре адиабатические условия выполняются не очень хорошо.

В заключение этого раздела остановимся на интерпретации второго возбужденного уровня со спином 2 в изотопах вольфрама. В недавно опубликованной работе [25] высказывается предположение, что уровни 1222, 891 и 730 keV вторых возбужденных состояний со спином 2 ядер W^{182}, W^{184} и W^{186} являются γ-вибрационными уровнями. При этом в качестве основного довода в пользу такого заключения авторы используют результаты сопоставления экспериментальных отношений приведенных вероятностей электрических квадрупольных переходов на основной и первый возбужденный уровни этих ядер. В наших обозначениях это отношение можно записать в виде

$$\frac{B(E2;\ 22\to 0)}{B(E2;\ 22\to 21)} \qquad (3,10)$$

Если предположить, что второй возбужденный уровень имеет характеристики $J = K = 2$, а у вращательных уровней $K = 0$, то, согласно теории Алага и др. [26], это отношение должно равняться 0,7 для всех изотопов вольфрама. В табл. 5 приведены экспериментальные значения указанных выше отношений для изотопов вольфрама, полученные в [25], отношение энергий уровней спина 2, соответствующее этому отношению значение γ и теоретические отношения (3,10) согласно теории неаксиальных ядер [6, 7].

Таблица 5

Отношения приведенных вероятностей квадрупольных электрических переходов

Ядро	$\frac{E_2(2)}{E_1(2)}$	γ	$\frac{B(E_2;\ 22\to0)}{B(E_2;\ 22\to21)}$				
			теор. [26]	эксп. [25]	теор. [6,7]	эксперимент	
						[27, 28]	[29]
W^{182}	12,1	11,6	0,7	1,2	0,59	0,62	—
W^{184}	8,0	14,1	0,7	0,69	0,42	—	0,55
W^{186}	6	15,2	0,7	0,53	0,37	—	0,42

Если учесть, что данные работы [25], относящиеся к W^{182}, имеют малую точность (как отмечают авторы, результаты получены при усреднении только четырех опытов), то из табл. 5 следует, что теория, учитывающая неаксиальную форму ядер, хорошо передает экспериментально наблюдаемые отношения интенсивностей приведенных вероятностей квадрупольных электрических переходов и их изменение при переходе от одного изотопа к другому. Экспериментальные данные отличаются от значения 0,7 теории [26] и подтверждают выводы теории неаксиальных ядер о том, что K не является хорошим квантовым числом.

Обсуждаемые уровни изотопов вольфрама не могут относиться и к однонуклонным возбуждениям. Для однонуклонных возбуждений при переходе $22 \to 21$ отношение конкурирующих магнитного дипольного и электрического квадрупольного переходов было бы больше единицы. В действительности же этот переход почти целиком квадрупольный, что согласуется с представлением о вращательной природе таких уровней (см. [30]).

Можно надеяться, что новые экспериментальные данные о вероятностях переходов в четно-четных ядрах позволят провести более полное сравнение с предсказаниями, следующими из теории вращательных состояний неаксиальных ядер.

4. Правила интенсивностей для β-переходов на различные вращательные состояния дочернего четно-четного ядра

Знание волновых функций вращательных состояний четно-четных атомных ядер позволяет в некоторых случаях вычислить относительные интенсивности β-переходов из одного начального ядерного состояния материнского нечетно-нечетного ядра на различные вращательные состояния дочернего ядра. Эти относительные интенсивности подчиняются правилам, аналогичным правилам интенсивностей для тонкой и сверхтонкой структуры атомных спектров. Для случая аксиальных ядер такие правила рассматривались Алага и др. [26]. Для случая неаксиальных ядер эти правила исследованы в работе [31].

Волновая функция начального состояния материнского ядра, имеющего спин I, в адиабатическом приближении может быть представлена выражением

$$\varphi_{IM} = \varphi_I(r) \sum_K a_K D^I_{MK}. \qquad (4,1)$$

Если процесс β-распада характеризуется моментом L, уносимым электроном и нейтрино, то отношение приведенных вероятностей β-переходов из определенного начального состояния (4,1) материнского ядра в различные вращательные состояния (4,1), соответствующие одному внутреннему состоянию дочернего ядра, будут определяться формулой

$$\frac{B(L;\ I\to J'i')}{B(L;\ I\to J''i'')}=\frac{\left|\sum\limits_{KK'}a_K A^{J''}_{K''i''}(ILKK'-K\mid J'K')\right|^2}{\left|\sum\limits_{KK''}a_K A^{J''}_{K''i''}(ILKK''-K\mid J''K'')\right|^2}, \tag{4,2}$$

если

$$L<\begin{cases}\min(K+K'), & \text{для } K'\neq 0 \text{ и } K\neq 0,\\ \min(K+K''), & \text{для } K''\neq 0 \text{ и } K\neq 0.\end{cases}$$

Для аксиально-симметричного ядра, когда квантовое число K является хорошим квантовым числом, (4,2) переходит в соотношение, найденное в [26] для вращательной полосы дочернего ядра с определенным значением K':

$$\frac{B(L;\ IK\to J'K')}{B(L;\ IK\to J''K')}=\frac{(ILKK'-K\mid J'K')^2}{(ILKK'-K\mid J''K')^2}.$$

Для разрешенных β-переходов, относящихся к правилам отбора либо Ферми, либо Гамова — Теллера, приведенная вероятность перехода обратно пропорциональна τf_0, где τ — период полураспада, а f_0 — функция Ферми, представляющая интеграл от функции распределения электронов по энергии.

В общем случае для запрещенных переходов такая связь отсутствует, так как, по-видимому, в таких переходах существенна комбинация взаимодействий разного типа, относительный вклад которых трудно оценить. Исключение составляют так называемые «уникальные β-переходы» (см., например, [32], § 38).

В случае уникальных n-кратно запрещенных переходов ($L=n+1$, четность меняется при нечетном n) величина, обратная приведенной вероятности перехода, будет равна τf_n, где f_n — интеграл от функции распределения при данном типе распада. Если пренебречь влиянием кулоновского поля, то, как показал Дэвидсон [33], можно приближенно написать:

$$f_n=\bar{c}_n f_0, \tag{4,3}$$

где $\bar{c}_n$ — величина, зависящая от энергии перехода (E_0), равная в грубом приближении

$$\bar{c}_n\approx(E_0^2-m^2c^4)^n. \tag{4,4}$$

Итак, в случае разрешенных переходов Гамова — Теллера ($n=0$) или уникальных переходов имеет место равенство

$$\frac{\tau f_n(I\to J'i')}{\tau f_n(I\to J''i'')}=\frac{B(L;\ I\to L''i'')}{B(L;\ I\to J'i')}, \tag{4,5}$$

где $L=n+1$, а отношение приведенных вероятностей определяется выражением (4,1). При сравнении (4,5) с экспериментом следует иметь в виду, что обычно приводимые в работах экспериментальные значения τf соответствуют τf_0, так как при вычислении f используют формулу Ферми для разрешенных переходов, поэтому для уникальных запрещенных переходов следует вводить поправку согласно (4,3).

Для иллюстрации вышесказанного вычислим отношения приведенных вероятностей распада Re^{186} с возбуждением вращательных уровней ядра Os^{186}, имеющих спин 2 и энергии 764 и 137 keV. Согласно работе [34] основное

состояние Re^{186} имеет нулевой спин и отрицательную четность. β-распад на первый возбужденный уровень (максимальная энергия электронов 934 keV, $\lg_{10}\tau f_0 = 8{,}0$) соответствует $L = 2$, переход сопровождается изменением четности. Таким образом этот переход относится к однократно запрещенным уникальным переходам. Это заключение подтверждается большим значением τf и формой кривой β-спектра, которая при учете «множителя формы» (см. [32], § 38) приводит к прямолинейному графику Кюри.

Учитывая, что в основном состоянии Re^{186} $J = K = 0$, а волновые функции двух вращательных состояний ядра Os^{186} $\left(\gamma = 18°, \text{ при } \frac{E_2(2)}{E_1(2)} = 5{,}56\right)$ имеют вид

$$\psi_{21} = 0{,}997\,\Phi_{20} + 0{,}065\,\Phi_{22},$$

$$\psi_{22} = -0{,}065\,\Phi_{20} + 0{,}997\,\Phi_{22},$$

где Φ_{20} и Φ_{22} — волновые функции соответственно для $K = 0$ и $K = 2$, при помощи (4,1) находим

$$\left\{\frac{B(2;\,0\to 21)}{B(2;\,0\to 22)}\right\}_{\text{теор}} = 1{,}3.$$

Экспериментальное отношение $\dfrac{\tau f_0(0\to 22)}{\tau f_0(0\to 21)} = 7{,}94.$

Максимальная энергия электронов при β-распаде на второй возбужденный уровень равна 307 keV. Используя (4,3) и (4,4), находим

$$\frac{\tau f_1(0\to 22)}{\tau f_1(0\to 21)} = 1{,}47,$$

что согласуется с теоретическим отношением.

Рассмотрим далее возбуждение вращательных уровней ядра Os^{190} при β-распаде Re^{190} и K-захватном распаде Ir^{190}. Схема распадов изображена на рис. 1, *б*. Волновые функции вращательных состояний ядра Os^{190} были указаны (3,3). Предполагая, что основные состояния Re^{190} и Ir^{190} могут быть приближенно описаны волновыми функциями φD^2_{m2} и φD^3_{m3}, можно, используя (4,5), вычислить отношение приведенных вероятностей β-распада ($L = 1$) и K-захвата на различные вращательные уровни Os^{190}. Результаты этих вычислений [8] приведены в табл. 6, где в качестве единицы измерения принята приведенная вероятность распада на второй возбужденный уровень, имеющий спин, равный 2.

Таблица 6

Отношения приведенных вероятностей K-захвата Ir^{190} и β-распада Re^{190}

j	$\frac{B(1;\,2\to j)}{B(1;\,2\to 22)}$, $Re^{190}\to Os^{190}$	$\frac{B(1;\,3\to j)}{B(1;\,3\to 22)}$, $Ir^{190}\to Os^{190}$
41	0	$6\cdot 10^{-4}$
21	$7{,}6\cdot 10^{-3}$	$8\cdot 10^{-4}$
61	0	0
42	0	$7{,}4\cdot 10^{-2}$

Табл. 6 дает качественное объяснение экспериментально наблюдаемому при β-распаде Re^{190} возбуждению только вращательного уровня 22 и возбуждения вращательных уровней 22 и 42 при K-захватном распаде Ir^{190}.

К сожалению, количественные сравнения результатов теории с экспериментом в ряде случаев затруднены из-за незнания коэффициентов a_K, определяющих волновые функции (4,1) материнских нечетно-нечетных ядер. При наличии экспериментальных данных о значениях τf_n для уникальных β-переходов на разные вращательные уровни дочернего ядра, формулы (4,5) и (4,2) можно использовать для вычисления коэффициентов a_K, определяющих волновые функции (4,1), что может оказаться полезным для понимания свойств нечетно-нечетных ядер.

5. О равновесной форме четно-четных ядер

Как отмечалось в предыдущих разделах, многие свойства первых возбужденных состояний четно-четных ядер — последовательность спинов, значений энергий и вероятности электромагнитных переходов между ними — находят хорошее объяснение, если допустить, что равновесная форма ядра не имеет аксиальной симметрии. При этом для объяснения экспериментальных данных приходится допустить, что у некоторых ядер равновесное значение $\gamma \approx 30°$.

Отклонение формы ядер от аксиально-симметричной формы требует объяснения. В литературе иногда встречаются недостаточно критические утверждения, что «предположение об осевой симметрии подтверждается теоретическими оценками для равновесной формы, сделанными на основе оболочечной модели» (см., например, примечание на стр. 187 работы Альдера и др. [3]). Во всех случаях, когда теоретический минимум энергии соответствовал аксиальной форме ядра, авторы работ [1, 2, 35, 36] и др. вводили аксиальную симметрию уже в исходных положениях, на которых строилась теория. Формально это сводилось к тому, что отбрасывались части гамильтониана, недиагональные по квантовым числам проекций моментов нуклонов на ось z ядра. Таким образом, усреднение энергии взаимодействия внешних нуклонов с деформацией поверхности ядра фактически производилось по состояниям нуклонов, имеющим определенные значения проекции момента на эту ось, т. е. полагалось, что

$$\sum_i j_{zi} = 0. \tag{5,1}$$

Естественно, что в работах, в которых исследовались состояния внешних нуклонов, удовлетворяющие дополнительному условию (5,1), равновесная форма ядра всегда получается аксиально-симметричной.

Впервые на возможность нарушения аксиальной симметрии равновесной формы ядра указали расчеты Гарского [9], результаты которых приведены в работе [10]. Эти вычисления показали, что минимальная энергия системы нуклонов, состоящая из 55 протонов и 91 нейтрона, двигающихся в поле трехосного эллипсоида, соответствует значению $\beta = 0{,}04$ и $\gamma = 7{,}5°$. Независимо в том же приближении аналогичные вычисления были проделаны Гейликманом [11] для трехмерного осцилляторного потенциала и Заикиным [12] для потенциала прямоугольной формы. В этих работах также было показано, что в ряде случаев минимум энергии системы нуклонов соответствует неаксиальной форме ядра. Несмотря на отсутствие учета спин-орбитального взаимодействия и специальный выбор формы потенциала, качественные заключения авторов упомянутых выше работ о возможности равновесной неаксиальной формы атомного ядра, по-видимому, не вызывают сомнения.

В работе Филиппова и автора [13] исследовался вопрос о равновесной форме ядра на модели системы, состоящей из некоторого числа нуклонов, образующих остов ядра, и двух эквивалентных внешних нуклонов в оболочке с определенным значением момента j. Вычислялась энергия системы как функция суммарного момента J пары нуклонов и параметра γ (значение β фиксировалось) при выборе оператора взаимодействия между парой внешних нуклонов и остовом ядра в виде

$$H_{int} = \beta T \{\cos\gamma\,(3\hat{J}_z^2 - \hat{J}^2) + \sqrt{3}\sin\gamma\,(\hat{J}_x^2 - \hat{J}_y^2)\}, \tag{5,2}$$

где T — параметр, определяющий энергию взаимодействия.

В работе [13] вычисления были проделаны для случая, когда пара внешних нуклонов находилась в оболочках $j = {}^3/_2$ и ${}^5/_2$, а в работе Ван-Лина — для $j = 7/2$ и $9/2$. Расчеты показали, что если пара нуклонов находится на оболочках с $j = 1/2$ и $3/2$, то равновесная форма

ядра имеет аксиальную симметрию. При $j \geqslant 5/2$ равновесная форма ядра уже не соответствует аксиальной симметрии. На рис. 4 приведены кривые, изображающие зависимость энергии основного состояния ядра (в единицах энергии первого вращательного уровня) от значения γ для разных значений безразмерного параметра:

$$l = 4\beta T \Big/ \left(\frac{\hbar^2}{B\beta^2}\right), \qquad (5,3)$$

определяющего величину связи пары нуклонов с деформацией поверхности ядра.

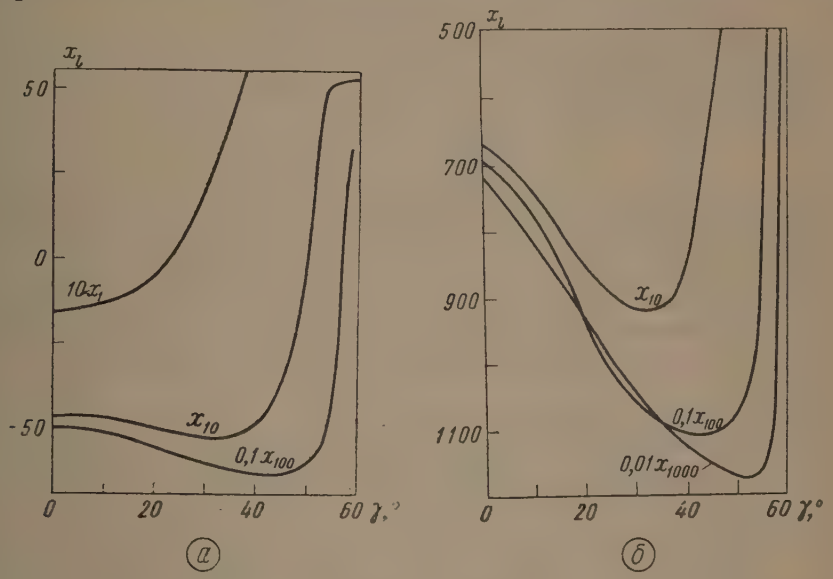


Рис. 4. Энергия основного состояния четно-четного ядра как функция параметра неаксиальности для разных значений энергии связи (характеризуемой параметром $l = 4BT \Big/ \left(\frac{\hbar^2}{B\beta^2}\right)$) пары нуклонов с деформацией поверхности ядра. По вертикальной оси отложена энергия в безразмерных единицах $x_l = \varepsilon \Big/ \left(\frac{\hbar^2}{B\beta^2}\right)$: *а* — пара нуклонов находится в оболочке $j = 5/2$; *б* — $j = 9/2$

Из рис. 4 следует, что при $j \geqslant 5/2$ и $l > 1$ минимум энергии соответствует ядру неаксиальной формы. При $l \sim 10$ минимум энергии соответствует $\gamma_0 \approx 30°$ (наибольшая неаксиальность). При возрастании l неаксиальность уменьшается и форма ядра приближается к аксиально-симметричной ($\gamma_0 \to 60°$), когда $l \to \infty$.

Безразмерный параметр (5,3) связи нуклонов с деформацией поверхности пропорционален отношению βT к энергии первого вращательного уровня ядра. Если положить $T \approx 40$ MeV и взять экспериментальные значения β и энергии первого вращательного уровня, то можно оценить значение параметра l для разных ядер и сделать качественное сопоставление результатов теории с экспериментальными значениями параметров неаксиальности для этих ядер.

Для определения экспериментальных значений γ_0 (с точностью до преобразования $\gamma_0' \rightleftarrows 60 - \gamma_0$) следует использовать (2,1). Тогда можно показать, что наибольшая неаксиальность ($27° < \gamma_0 < 33°$) наблюдается у ядер: $_{46}Pd^{108}$, $_{46}Pd^{106}$, $_{48}Cd^{114}$, $_{52}Te^{122}$, $_{52}Te^{126}$, $_{78}Pt^{192}$, $_{78}Pt^{196}$ и некоторых других, у которых число протонов отличается от магического числа 50 или 82 на две или четыре единицы. При $T \approx 40$ MeV и значениях β, вычисленных из данных о кулоновском возбуждении, безразмерный параметр для этих ядер заключен в интервале $15 \div 80$.

Для ядер с отношением $\frac{E_2(2)}{E_1(2)}$, лежащим в пределах $20 \div 2{,}9$, что соответствует значениям γ_0 в интервале $10° \leqslant \gamma_0 \leqslant 20°$ или $50° \geqslant \gamma_0 \geqslant 40°$, параметр l имеет значения от 300 до 600. Наконец, у ядер, близких к аксиально-симметричным, для которых $\frac{E_2(2)}{E_1(2)} > 23$ ($\gamma_0 < 10°$, или $\gamma_0 > 50°$), параметр $l > 1000$. Эти числа указывают, что кривые, изображенные на рис. 4, качественно объясняют наблюдаемую форму четно-четных ядер. Для полных количественных сравнений необходимо развить теорию, учитывающую наличие вне остова нескольких пар нуклонов разного типа, которые учитывались в [13] только косвенно, путем выбора экспериментального значения параметра β. Представляет также интерес развитие теории, объясняющей равновесную форму нечетных ядер.

Заключение

Вращательные состояния несферических атомных ядер представляют один из наиболее существенных видов коллективных возбужденных состояний малой энергии. Эти возбужденные состояния играют весьма большую роль в ряде явлений: γ-излучении, кулоновском возбуждении ядер, процессах α- и β-распадов и др. В этом обзоре мы рассмотрели работы, в которых для объяснения свойств вращательных состояний четно-четных ядер допускается, что форма атомного ядра может отличаться от эллипсоида вращения.

Теория вращательных возбужденных состояний атомных ядер находится в начальной стадии развития. Совершенно отсутствует теория вращательных состояний неаксиальных нечетных ядер. Не исследованы теоретические вопросы границ применимости адиабатического приближения при рассмотрении вращательных состояний. Для решения этих вопросов необходимо дальнейшее развитие теории и экспериментальных исследований интенсивностей γ-переходов между разными возбужденными состояниями, вероятностей кулоновского возбуждения вращательных уровней, вероятностей α- и β-распадов с возбуждением коллективных движений и дальнейшее определение значений квадрупольных электрических моментов в основном и особенно в возбужденных состояниях ядер.

Проблема вращательных возбуждений ядра тесно связана с проблемой момента инерции атомного ядра. Аксиально-симметричное ядро вращается только вокруг оси, перпендикулярной его оси аксиальной симметрии. Поэтому можно говорить только об одном моменте инерции, который определяется из энергии возбуждения первого вращательного уровня. Для характеристики вращательного состояния неаксиального ядра уже надо знать положение первого вращательного уровня и отношение энергий двух уровней, имеющих спин 2.

В последнее время Казарновский [37] высказал интересную идею о том, что момент инерции несферического ядра, проявляющийся в наличии вращательных состояний, состоит в основном из момента инерции, создаваемого внешними нуклонами, входящими в состав незаполненных оболочек, и малой добавки, обусловленной приливной волной, возбуждаемой внешними нуклонами в остове ядра. Если имеется один внешний нуклон или одна дырка в заполненной оболочке, то они вносят момент инерции, равный $M\langle r^2\rangle$, где M — масса нуклона, а $\langle r^2\rangle$ — среднее квадратичное расстояние внешнего нуклона от оси вращения. Если имеется несколько внешних нуклонов, то $M\langle r^2\rangle$ умножается на эффективный параметр, переходящий в 1, когда имеется один лишний нуклон или одна дырка, и достигающий максимального значения, когда оболочка заполнена наполовину. Момент инерции остова ядра вычисляется в гидродинамическом приближении, при котором ядерное вещество рассматривается как безвихревая несжимаемая жидкость.

Эта простая модель, по-видимому, в состоянии передать основные закономерности в зависимости значений моментов инерции от параметров A и Z.

Значительный успех в объяснении моментов инерции ядер наметился в последнее время также благодаря работам Мигдала [38], которому удалось, используя методы теории сверхпроводимости, развить последовательный метод учета остаточного взаимодействия между нуклонами, неучитываемого обычной оболочечной моделью ядра.

Цитированная литература

1. Bohr A., Dansk. Mat.-Fys. Medd., 26, *14* (1952) (см. пер. Пробл. соврем. физ., Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 9 (1955)); Bohr A., Mottelson B., Dansk. Mat.-Fys. Medd., 27, 16 (1953) (см. пер. Пробл. соврем. физ. Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 9 (1955)).
2. Rainwater J., Phys. Rev., 79, 432 (1950).
3. Деформация атомных ядер. Под ред. Л. Слива.— И. Л., 1958.
4. Stelson P., McGowan F., Phys. Rev., 110, 489 (1958).
5. Alder K., Bohr A., Huus T., Mottelson B., Winter A., Rev. Mod. Phys., 28, 432 (1956).
6. Давыдов А. С., Филиппов Г. Ф., Ж. эксперим. и теор. физ., 35, 440 (1958); Давыдов А. С., Филиппов Г. Ф., Nuclear Phys., 8, 237 (1958).
7. Давыдов А. С., Ростовский В. С., Ж. эксперим. и теор. физ., 36, 1788 (1959).
8. Давыдов А. С., Ж. эксперим. и теор. физ., 37, 137 (1959).
9. Gursky M., Phys. Rev., 98, 1205 (1955).
10. Wilets L., Jean M., Phys. Rev., 102, 788 (1956).
11. Гейликман Б. Т., Ж. эксперим. и теор. физ., 35, 989 (1958).
12. Заикин Д. А., Ж. эксперим. и теор. физ., 35, 529 (1958).
13. Давыдов А. С., Филиппов Г. Ф., Ж. эксперим. и теор. физ., 36, 1497 (1959).
14. Marty C., Nuclear Phys., 1, 85 (1956); Ibid. 3, 193 (1957).
15. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1958.
16. Strominger D., Hollander J., Seaborg G., Rev. Mod. Phys., 30, 585 (1958).
17. Diamond R., Hollander J., Nuclear Phys., 8, 143 (1958).
18. Jacob K., Mihelich J., Harmatz B., Handley T., Bull. Amer. Phys. Soc., 3, 558 (1958).
19. Scharf-Goldhaber G., Alburger D., Harbottle G., McKeown M., Bull. Amer. Phys. Soc., 2, 25 (1957).
20. Aten A. G., de Feyfer G., Sterk M., Wapstra A., Physica, 21, 740, 990 (1955).
21. Давыдов А. С., Заикин Д. А., Ж. эксперим. и теор. физ., 36, 233 (1959).
22. Jean M., Touchard J., J. Phys. et radium, 19, 56 (1958).
23. Nathan O., Waggoner M., Nucl. Phys., 2, 548 (1956/57).
24. Waddell R., Jensen E., Phys. Rev., 102, 816 (1956).
25. Алхазов Д. Г., Гринберг А. П., Гусинский М. Г., Ерохина К. И., Лемберг И. Х., Ж. эксперим. и теор. физ., 35, 1325 (1958).
26. Alaga G., Boehm F., Marmier P., DuMond J., Dansk. Mat.-Fys. Medd., 29, 9 (1955) (см. пер. Пробл. соврем. физ. Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1, 80 (1956)).
27. Boehm F., Marmier P., DuMond P., Phys. Rev., 95, 864 (1954).
28. Murray J., Boehm F., Marmier P., DuMond J., Phys. Rev., 97, 1007 (1955).
29. McGowan F., Доклад на Международном конгрессе по ядерной физике, Париж, 1958.
30. Давыдов А. С., Филиппов Г. Ф., Ж. эксперим. и теор. физ., 35, 703 (1958).
31. Давыдов А. С., Ж. эксперим. и теор. физ., 37, 137 (1959).
32. Давыдов А. С., Теория атомного ядра.— Физматгиз, 1958.
33. Davidson J., Phys. Rev., 82, 48 (1951).
34. Guss D., Killion L., Porter F., Phys. Rev., 95, 627 (1954).
35. Ford K., Phys. Rev., 90, 29 (1953).
36. Nilsson S., Dansk. Mat.-fys. Medd., 29, *16* (1955).
37. Казарновский М. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 23. 913 (1959).
38. Мигдал, А. Б., Ж. эксперим. и теор. физ., 37, 245 (1959).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. БРАБЕЦ, К. Я. ГРОМОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, А. Г. ДМИТРИЕВ
и В. А. МОРОЗОВ

КОНВЕРСИОННЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ Yb^{166} и Tu^{166}

При помощи магнитного β-спектрометра с улучшенной фокусировкой типа «кэтрон» изучался спектр конверсионных электронов, возникающих в цепочке распада:

$$Yb^{166} \xrightarrow[60\ час]{K} Tu^{166} \xrightarrow[7{,}7\ час]{K} Er^{166}\ (стаб.).$$

Приборная разрешающая способность в этих опытах была около 0,5%, светосила — около 0,4%. Изотопы Yb^{166} и Tu^{166} получались в реакции глубокого отщепления на тантале. Для этого танталовые мишени облучались протонами с энергией 660 MeV на синхроциклотроне ОИЯИ в течение 3—4 час. Химические операции — выделение группы редких земель из тантала и хроматографическое разделение их между собой — выполнялись через 10—15 час. в Ленинграде.

1. Конверсионные электроны Tu^{166}

В связи с тем, что Tu^{166} является дочерним веществом Yb^{166}, он проявляется не только в туллиевой фракции редких земель, но также спустя некоторое время после разделения редких земель и во фракции иттербия. Таким образом, спектр конверсионных электронов Tu^{166} мы имели возможность изучать, пользуясь препаратами трех типов.

1. Тулиевая фракция — препарат тулия, полученный при хроматографическом разделении редких земель, выделенных из тантала. В этом препарате присутствуют все изотопы тулия, образующиеся в реакции глубокого отщепления на тантале: Tu^{166} ($T = 7{,}7$ час.), Tu^{165} ($T = 29$ час) и Tu^{167} ($T = 9{,}6$ дня). В этой реакции образуется также Tu^{168} с $T = 80$ дням. Однако при длительности облучений в 3—4 часа конверсионные электроны Tu^{168} нами не наблюдались.

Сравнительно малый период полураспада Tu^{166} позволяет, казалось бы, легко отличить линии конверсионных электронов Tu^{166} от электронных линий других изотопов тулия. Однако эта задача осложняется сложностью спектра конверсионных электронов Tu^{165}.

2. Иттербиевая фракция — препарат иттербия, полученный при хроматографическом разделении редкоземельных элементов. В спектре конверсионных электронов этого препарата обнаружены линии конверсионных электронов двух изотопов иттербия: Yb^{166} ($T = 60$ час) и Yb^{169} ($T = 30{,}6$ дня). Кроме того, в этом препарате из Yb^{166} накапливается Tu^{166}. Время установления равновесия $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166}$ — около 20 час. Линии конверсионных электронов Yb^{169} при изучении смеси Yb^{166} и Tu^{169} в этом препарате легко учесть, так как спектр конверсионных электронов Yb^{169} достаточно хорошо изучен, а период полураспада Yb^{169} сильно отличается от периода полураспада Yb^{166}.

3. Препарат тулия, выделенный из иттербиевой фракции приблизительно через 20 час. после хроматографического разделения, т. е. после

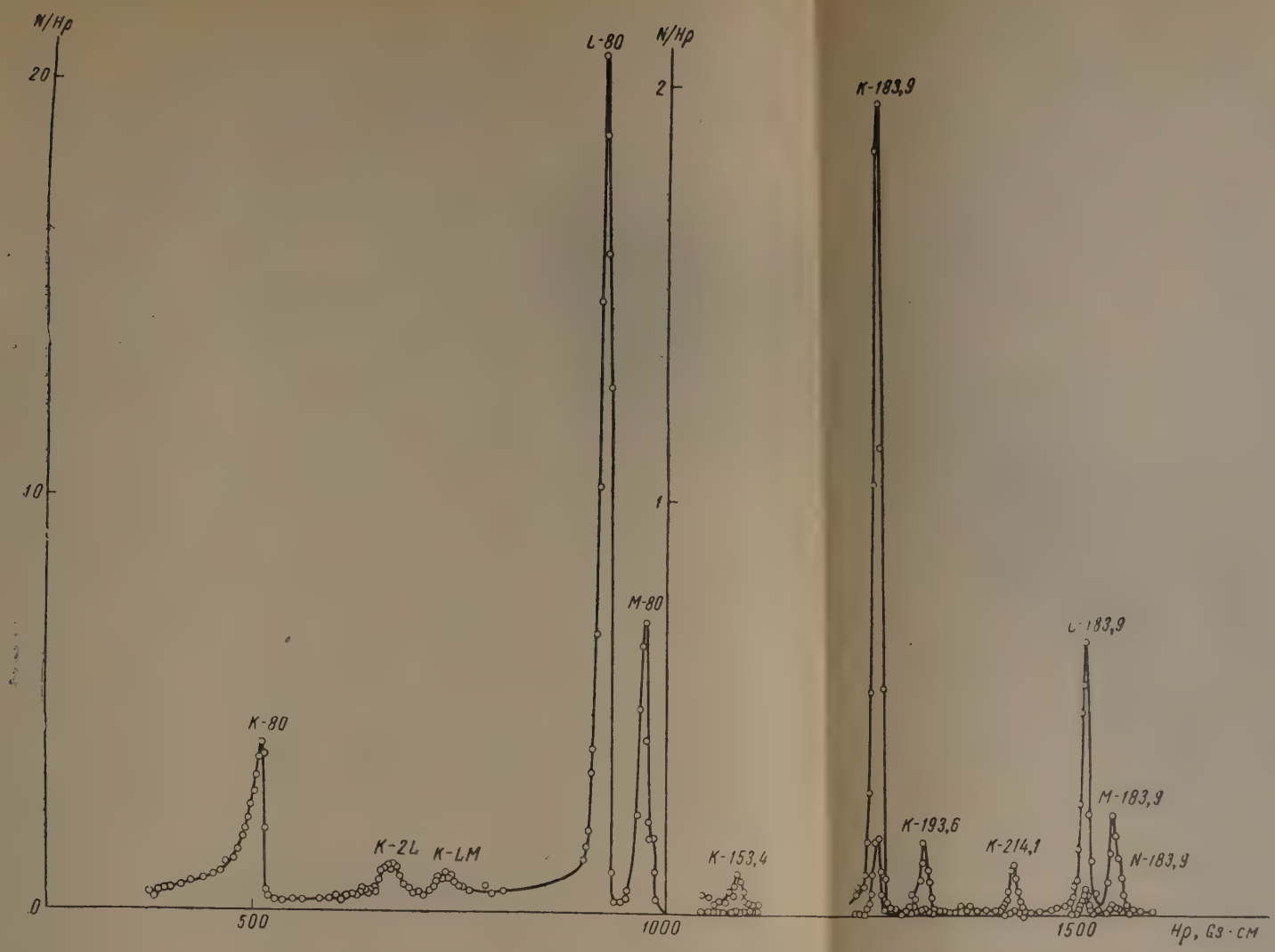


Рис. 1. Спектр конверсионных электронов Tu^{166}

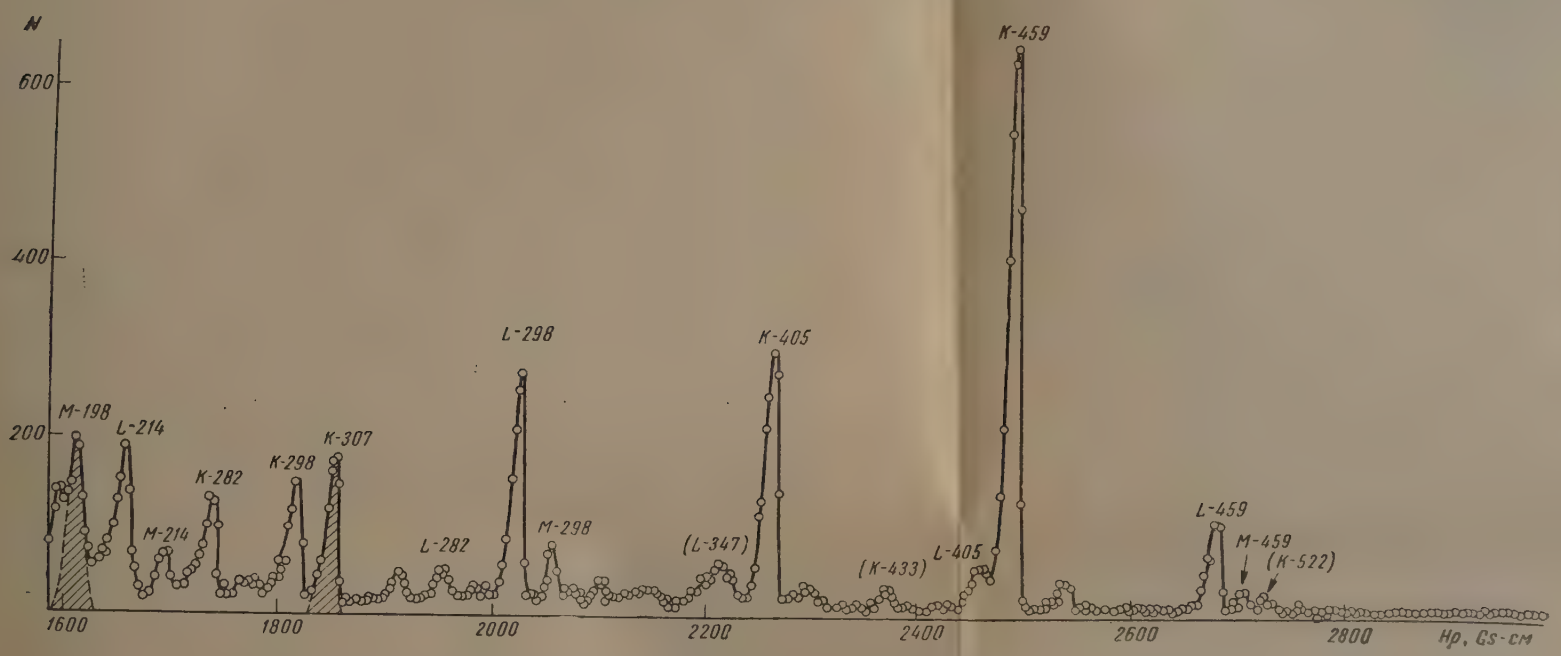


Рис. 2. Спектр конверсионных электронов Tu^{166}. Заштрихованные линии принадлежат Yb^{169}

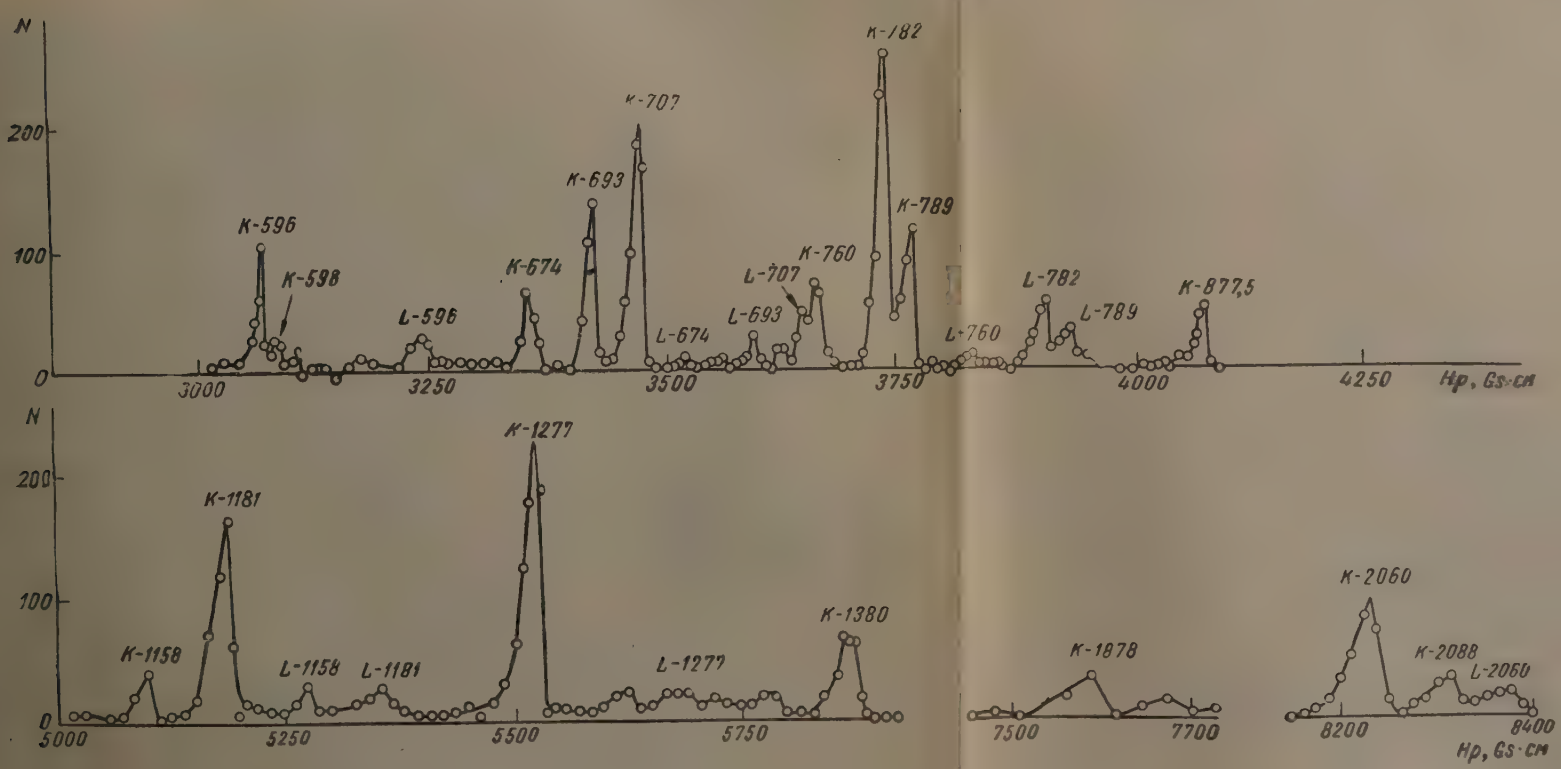


Рис. 3. Спектр конверсионных электронов Tu^{166}

установления равновесия в смеси Yb^{166} и Tu^{166}. Этот препарат содержит чистый Tu^{166}, так как при распаде Yb^{169} образуется стабильный Tu^{169}.

В данной работе изучались препараты всех трех типов. Результаты изучения спектра конверсионных электронов Tu^{166} представлены в табл. 1. Из таблицы видно, что наибольшей полнотой обладают результаты изучения фракции иттербия. Это связано с тем, что интенсивность конверсионных линий Tu^{166} спадает здесь с периодом полураспада материнского вещества (60 час) и поэтому этот препарат наиболее удобен в работе. Конверсионные электроны, обнаруженные при изучении фракции иттербия, могут принадлежать как Tu^{166}, так и Yb^{166}. Уверенно приписать ту или иную конверсионную линию Tu^{166} можно только в том случае, когда эти линии обнаружены при изучении хотя бы одного из двух других препаратов; в тулиевой фракции еще необходимо знать, что эта линия не принадлежит Tu^{165}, т. е. что $T = 8$ час, а не 29 час. Имеются и дополнительные соображения, которые можно использовать при решении этого вопроса. Например, Городинский и другие [1] изучали γ-спектр иттербиевой фракции сразу после выделения из нее тулия и установили, что иттербиевая фракция не имеет γ-лучей с $E_\gamma > 300$ keV (энергия самых жестких γ-лучей Yb^{169} равна 308 keV).

Ценность этих результатов, однако, зависит от количественной оценки предельной интенсивности γ-лучей с $E_\gamma > 300$ keV. К сожалению, такой оценки в работе [1] нет. Для того чтобы с уверенностью отнести конверсионные электроны в области 500—800 keV к Tu^{166}, необходимо, чтобы предельная интенсивность γ-лучей Yb^{166} в этой области была не больше 0,005 от интенсивности γ-лучей 81 keV Yb^{166} (см. ниже).

Аналогичное заключение можно сделать, используя значение разности масс Yb^{166} и Tu^{166}, вытекающее из эмпирических формул Леви [2] (436 keV) и полуэмпирической формулы Камерона [3] (117 keV). Погрешность этих формул очень велика (400 keV), тем не менее можно полагать, что при распаде Yb^{166} не возникают жесткие γ-лучи. Таким образом, мы принимаем, что при распаде $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166}$ не возникает никаких γ-лучей, кроме γ-лучей с энергией 81 keV.

На рис. 1 изображен спектр конверсионных электронов Tu^{166} в области от 10 до 185 keV по измерениям препарата тулия, выделенного из иттербиевой фракции. Интенсивность всех линий, изображенных на рис. 1, убывала с периодом полураспада около 8 час. Исследование этого участка спектра во фракциях тулия и иттербия было затруднено наличием интенсивных линий других изотопов. На рис. 2 изображен спектр конверсионных электронов Tu^{166} в области от 200 до 500 keV, а на рис. 3 — в области выше 500 keV. Этот участок спектра удалось достаточно хорошо изучить только при исследовании спектра препарата иттербия.

В тулиевых препаратах удалось обнаружить только наиболее интенсивные конверсионные линии. В связи с этим относительно наиболее интенсивных линий этого участка не возникает сомнений в принадлежности их Tu^{166} (по указанным выше причинам нам представляется наиболее вероятным, что и все остальные линии принадлежат Tu^{166}).

Результаты наших измерений спектра конверсионных электронов равновесной смеси Yb^{166} — Tu^{166} позволяют утверждать, что интенсивность конверсионных линий в районах 820—1100, 1350—1820 и 2100—3000 keV не больше 0,002 (в единицах табл. 1).

В табл. 2 сравниваются экспериментальные отношения интенсивностей K- и L-конверсионных линий с теоретическими отношениями для разных мультиполей. Теоретические отношения вычислены по таблицам Слива и Банд [4]. Из табл. 2 видно, что экспериментальные отношения K/L для γ-переходов 80,0 и 183,9 keV весьма близки к теоретическим для $E2$-переходов.

В ряде работ [5—7] приведены данные об относительных интенсивностях ($L_\mathrm{I} + L_\mathrm{II}$)- и L_III-конверсионных линий. Сравнение всех имеющихся

Таблица 1

Экспериментальные данные о конверсионных электронах Tu^{166}

№	Фракция Tu		Фракция Yb		Чистый Tu^{166}		Средние		Идентификация
	E_e, keV	относит. интенс.	E_e, keV	относит. интенс.	E_e, keV	относит. интенс.	E_e, keV	относит. интенс.	
1					22,5	16	22,5	16	*K*-80,0
2					36	2,2	36	2,2	*K*—2*L*
3					45	1,1	45	1,1	*K*—*LM*
4					70,4	36	70,4	36	*L*-80,0
5					77,6	9,9	77,6	9,9	*MM*-80
6					79,2		79,2		*N*-80
7			96,2	0,10	95,6	0,08	95,9	0,09	*K*-153,4
8	126,9	2,20	126,3	2,15	126,2	2,26	126,4	2,2	*K*-183,9
9					136,1	0,24	136,1	0,24	*K*-193,6
10			157,9	0,10	156,6	0,18	157,2	0,14	*K*-214,1
11			173,8	1,00	173,8	1,00	174,6	1,00	*L*-183,9
12			182,6	0,35	180,7	0,33	181,6	0,34	*M*-183,9
13					182,2		182,2		*N*-183,9
14			205,5	0,025			205,5	0,025	*L*-214
15			212,7	0,010			212,7	0,010	*M*-214
16			224,4	0,019			224,4	0,019	(*K*-282)
17			241,3	0,017			241,3	0,017	*K*-299
18			289,2	0,022			289,2	0,022	(*L*-299 *K*-347)
19			295,1	~0,006			295,1	~0,006	*M*-299
20			336	0,009			336	0,009	(*L*-347)
21			347,5	0,022			347,5	0,022	*K*-405
22			~375	~0,010			~375	~0,010	(*K*-433)
23			~394	~0,003			~394	~0,003	*L*-405
24	403,4		401,9	0,060	400,7	0,058	402,0	0,059	*K*-459,5
25			449,7	0,012			449,7	0,012	*L*-459,5
26			~458,1	~0,003			~458,1	~0,003	*M*-459
27			~464	~0,003			~464	~0,003	(*K*-522)
28	535,0		538,7	0,022			538,7	0,022	*K*-596
29	538,7		542,8	0,006			540,8	0,006	*K*-598
30			548,9	0,003			548,9	0,003	
31			585,9	0,008			585,9	0,008	*L*-596
32	617,5		616,2	0,017			616,8	0,017	*K*-674,3
33	635,7	0,040	635,7	0,032			635,7	0,032	*K*-693
34	650,5	0,052	649,4	0,053			649,9	0,053	*K*-707
35			662,9	0,001			662,9	0,001	*L*-674
36			683,3	0,006			683,3	0,006	*L*-693
37			691,4	0,004			691,4	0,004	(*K*-749)
38			698,1	0,009			698,1	0,009	*L*-707
39	705,2		702,7	0,017			702,7	0,017	(*K*-760)
40	725,6	0,079	723,4	0,059			724,5	0,059	*K*-782
41	731,6		731,4	0,026			731,5	0,026	*K*-789
42			750,0	0,004			750,0	0,004	*L*-760
43			771,9	0,015			771,6	0,015	*L*-782
44			779,6	0,006			779,6	0,006	*L*-789
45			820,4	0,012			820,4	0,012	*K*-877,5
46			1100,5	0,005			1100,5	0,005	(*K*-1158)
47	1121,2	0,027	1125,2	0,027			1124	0,027	*K*-1181
48			1150,9	0,003			1151	0,003	(*K*-1209)
49			1173,4	0,002			1173	0,002	*L*-1181
50	1218,0	0,036	1224	0,040			1220	0,038	*K*-1277
51			1252	—0,002			1252	0,002	(*K*-1309)
52			1272	0,002			1272	0,002	*L*-1277
53	1319,7	0,015	1323,6	0,012			1322	0,013	*K*-1380
54			1366	0,002			1366	0,002	(*K*-1423)
55			1820,6	0,008			1820,6	0,008	(*K*-1878)
56	2001,3	0,012	2004	0,017			2003	0,015	*K*-2060
57	2029	0,005	2031	0,006			2030	0,006	*K*-2088

данных с теоретическими коэффициентами конверсии позволяет однозначно установить мультипольность этих переходов (табл. 3).

Таблица 2

Сравнение экспериментальных отношений интенсивностей *K*- и *L*-конверсионных линий с теоретическими для разных мультиполей

E, keV	$K/L_{эксп}$	$K/L_{теор}$						Мультипольность
		*E*1	*E*2	*E*3	*M*1	*M*2	*M*3	
80,0	0,45±0,05	7,0	0,42	0,27	7,2	3,8	0,66	*E*2 *
153,4	>3	6,6	1,6	0,33	6,4	4,5	1,9	*E*1; (*M*1+*E*2); *M*2
183,9	2,2±0,2	6,7	2,0	0,53	6,6	4,4	2,4	*E*2 *
214,1	6±0,1	6,5	2,4	0,7	7,1	4,4	2,8	*E*1; (*M*1+*E*2)
459,3	5±1	6,9	4,6	3,2	6,8	5,9	4,2	*E*1; (*M*1+*E*2) (*M*2+*E*3)

* Мультипольности установлены однозначно по табл. 3

Таблица 3

Сравнение относительных интенсивностей *K*-, L_I+L_{II}- и L_{III}-конверсионных линий с теоретическими для разных мультиполей

$K:L_I+L_{II}:L_{III}$	80 keV	183,9 keV
Эксперимент		
Наши данные	87:(193)*	364 : (166) *
[5]	23 : 100 : 98	330 : 100 : 66
[6]	110 : 100 : 103	—
[7]	119 : 100 : 110	—
Расчет		
*E*1	890 : 100 : 27	780 : 100 : 16
*E*2	83 : 100 : 93	300 : 100 : 50
*E*3	5,3 : 100 : 99	84 : 100 : 58
*M*1	730 : 100 : 1,2	670 : 100 : 1,1
*M*2	500 : 100 : 2,8	490 : 100 : 10
*M*3	136 : 100 : 120	35 : 100 : 40

* В скобках дана суммарная интенсивность $L_I+L_{II}+L_{III}$

Для остальных γ-переходов, приведенных в последней графе табл. 2, указаны наиболее вероятные характеристики излучения.

2. Конверсионные электроны Yb^{166}

При изучении спектров конверсионных электронов иттербиевой фракции и чистого Tu^{166}, выделенного из иттербия, было замечено, что отношения интенсивностей *K*- и *L*-конверсионных линий γ-перехода 80 keV для этих двух случаев сильно различаются. Покровский и др. [8] изучили γ-спектр иттербиевой фракции сразу после выделения из нее дочернего тулия и установили, что γ-лучи с энергией около 80 keV возникают и при распаде Yb^{166}.

Григорьев и др. [6] изучили конверсионные линии γ-переходов с энергией около 80 keV, образующихся при распаде Yb^{166} и Tu^{166}. Они исполь-

зовали β-спектрометр с двойной фокусировкой с приборной полушириной линии 0,3%. Лучшая, по сравнению с нашим прибором, разрешающая способность позволила авторам работы [6] обнаружить структуру суммарной *L*-линии γ-переходов с энергией около 80 keV у Yb^{166} и Tu^{166} и,

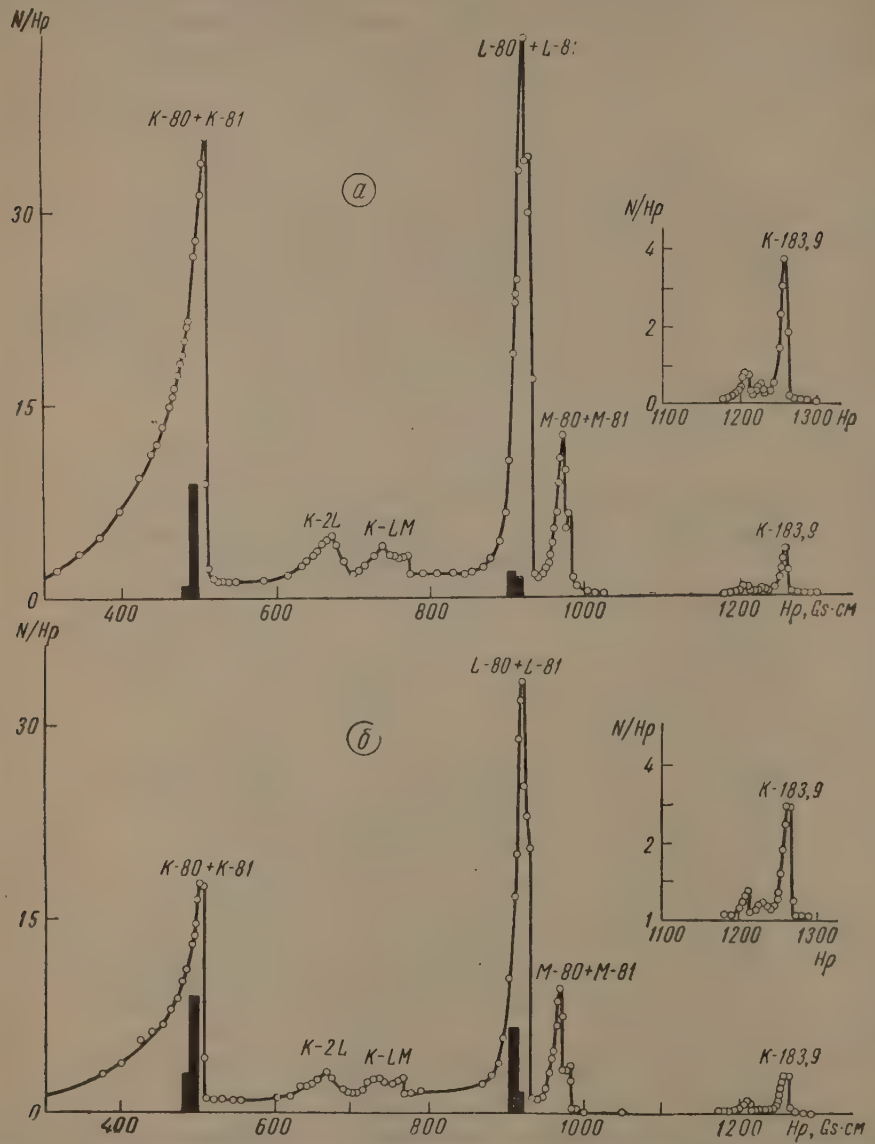


Рис. 4. Спектр конверсионных электронов Yb^{166}: *а* — через 1 час после выделения Tu^{166} из препарата Yb^{166}; *б* — после достижения равновесного состояния Yb^{166} + Tu^{166} (через 60 час после хроматографического разделения); столбиками указаны относительные интенсивности линий конверсионных электронов

таким образом, установить точное значение энергии этих γ-переходов. Оказалось, что при распаде $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166}$ возникает γ-переход с энергией 81,0±0,2 keV, а при распаде $Tu^{166} \rightarrow Er^{166}$ — 79,4±0,2 keV.

Для того чтобы получить относительные интенсивности *K*- и *L*-конверсионных линий γ-перехода 81,0 keV в Tu^{166}, мы наблюдали за изменением интенсивности конверсионных линий в иттербиевой фракции сразу после выделения из нее дочернего тулия. Изучался участок спектра от 10 до 150 keV. Измерения были начаты через час после выделения дочернего тулия.

В течение приблизительно 60 час проделано восемь серий измерений этого участка спектра. На рис. 4 изображены первая и последняя серия этих измерений. Было установлено, что интенсивность K-линии γ-перехода 183,9 keV Tu^{166} (см. табл. 1) нарастает в точном соответствии с законом нарастания Tu^{166} из Yb^{166}. Этот факт позволяет утверждать, что линия K-183,9 keV своим существованием обязана только Tu^{166}. Используя интенсивность этой линии и данные об относительных интенсивностях конверсионных электронов Tu^{166} из табл. 1, мы могли получить относительные интенсивности конверсионных линий Yb^{166} в любой момент времени. Полученное таким образом отношение интенсивностей K- и L-конверсионных линий γ-перехода 81,0 keV равно $5{,}8\pm0{,}5$ (среднее значение из восьми серий измерений). Крайние значения, полученные в первой и в шестой сериях, равны, соответственно, 5,2 и 6,8.

Наше значение отношения K/L хорошо согласуется с данными работы [6] $(6{,}3\pm2)$ и ближе всего к теоретическим для переходов типа $E1$ и $M1$ (см. табл. 2). В работе [6] мультипольность этого перехода установлена однозначно ($M1$) по отношениям интенсивностей L_I+L_{II}- и L_{III}-конверсионных линий.

Относительные интенсивности конверсионных электронов γ-переходов 79,4 и 81,0 keV в равновесной смеси Yb^{166} и Tu^{166} (в единицах таблицы 1) приведены ниже.

Tu^{166}		Er^{166}	
K-81,0	49	K-80,0	16
$K-2L$	2,7	$K-2L$	2,2
L-81,0	8,3	L-80,0	36
		K-183,9	2,2

Нервик и Сиборг [9] измерили значения энергий γ-лучей, сопровождающих распад $Yb^{166}\to Tu^{166}\to Er^{166}$. Городинский и др. [1] установили, что все эти γ-лучи, кроме γ-лучей 110 и 140 keV, следуют за распадом Tu^{166}. Мы не обнаружили конверсионных электронов, соответствующих γ-переходам 110 и 140 keV. Верхний предел для интенсивности линии L-110 (0,2%) от интенсивности K-линии перехода 80 keV. Верхний предел интенсивности L-140, в тех же единицах, равен 0,5%.

3. Об интенсивности $K-2L$-Оже-электронов

Как видно из рис. 1 и 4, в спектре конверсионных электронов Tu^{166} и Yb^{166} отсутствуют конверсионные линии в районе пика $K-2L$-Оже-электронов. Это позволяет оценить интенсивность $K-2L$-Оже-электронов (табл. 1 и 4). Затянутый спад L-конверсионных линий переходов 80,0 и 81 keV не позволяет сделать эту оценку достаточно хорошо, однако ошибка в интенсивностях $K-2L$-Оже-электронов, вероятно, не превышает 50%.

Сравнение этих данных с интенсивностью x-лучей (92) позволяет определить выход Оже-эффекта. Выход $K-2L$-Оже-электронов оказывается равным $\sim2{,}7\pm1{,}4\%$. Учитывая, что выход $K-2L$-Оже-электронов составляет около 60% [10] от полного выхода K-Оже-электронов, получаем для выхода K-Оже-эффекта значение $4{,}5\pm2{,}2\%$. Полученное значение согласуется с литературными данными о выходе Оже-эффекта в этом районе (около 6,5%) [11, 12].

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1624 (1957).
2. A table of Levy's empirical atomic masses. CRP-654.— Chalk River, Ontario, July, 1956.

3. A revised semi-empirical atomic masses formula. CRP-690.— Chalk River, Ontario, Marhc, 1957.
4. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ-лучей, ч. I, *K*-оболочка.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1957; там же, ч. II, *L*-оболочка.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1958.
5. Mihelich J. W., Harmatz B., Phys. Rev., **106**, 1232 (1957).
6. Григорьев Е. П., Золотавин А. В., Джелепов Б. С., Изв. АН СССР. Сер. физ., **23**, 188 (1959).
7. Cork J. M., Brice M. K., Helmer K. G., Woods R. M., Phys. Rev., **110**, 526 (1958).
8. Барановский В. И., Покровский В. Н., См. настоящий номер журнала, стр. 819.
9. Nervik W., Scaborg G., Phys. Rev., **97**, 1092 (1955).
10. Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Сергиенко В. Л., Изв. АН СССР. Сер. физ., **22**, 795 (1958).
11. Beta-and Gamma-ray spectroscopy.— Edit. by siegbahn, Amsterdam, 1955.
12. Laberrique-Frolow J., Radvanyi P., J. Phys. et radium, **17**, 944 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. И. БАРАНОВСКИЙ и В. Н. ПОКРОВСКИЙ

γ-СПЕКТР Tu^{166} и Yb^{166}

Члены генетической цепочки $Yb^{166} \xrightarrow{э.з.} Tu^{166} \xrightarrow{э.з.} Er^{166}$ изучались нами среди других редкоземельных продуктов реакции глубокого расщепления Ta протонами энергии 660 MeV. Изучение производилось при помощи сцинтилляционной методики, описанной в [1].

Уже первые опыты [1] указывали на большое сходство γ-спектров смеси Yb^{166} + Tu^{166} и чистого Tu^{166}, хроматографически выделенного из фракции Yb.

Как показали наши измерения, эти γ-спектры состоят из линий с энергиями 80, 153 (слабая), 190 (группа), 400—600 (ряд слабых линий), 690, 780, 1180, 1280, 1380, 1880 и 2060 keV.

Так как энергии γ-линий и их относительные интенсивности при $E_\gamma > 100$ keV в смеси Yb^{166} + Tu^{166} и чистом Tu^{166} практически совпадают, то можно сделать вывод, что Yb^{166} не имеет сколько-нибудь заметных γ-линий в этой области. Если же у Yb^{166} и существуют такие γ-линии, то их энергия не отличается сильно от энергий γ-переходов Tu^{166}, а их интенсивность по крайней мере в 10—20 раз меньше интенсивности соответствующих γ-линий Tu^{166}. Факт отсутствия у Yb^{166} γ-лучей с $E_\gamma > 100$ keV согласуется с тем, что разность масс Yb^{166} и Tu^{166} составляет 436± ±300 keV [2] или 117±300 keV [3].

Относительная интенсивность γ-линии 80 keV в спектре Yb^{166} + + Tu^{166} оказалась выше, чем в спектре Tu^{166}; поэтому естественно было предположить, что Yb^{166} имеет γ-линию 80 keV. Для проверки этого предположения было тщательно прослежено изменение интенсивности линий 80 и группы 190 keV в препарате Yb, очищенном перед измерениями от Tu. При обработке экспериментальных результатов учитывалось, что во фракции Yb, кроме Yb^{166}, присутствует и Yb^{169}. Разложение кривых изменения интенсивности γ-линий 80 и 190 keV подтвердило, что группа 190 keV целиком обусловлена накоплением дочернего Tu^{166} (к Yb^{166} может относиться не более 5% интенсивности этой линии), тогда как линия 80 keV присуща и Yb^{166}. Относительная интенсивность γ-перехода 80 keV Yb^{166} в 1,5±0,2 раза больше, чем интенсивность перехода 80 keV Tu^{166}. Заметим, что период полураспада Yb^{166} получился у нас равным 56±1 час (54 час — по [4] и 58 час — по [5]).

Наши данные о γ-спектре Tu^{166} находятся в превосходном согласии с данными измерений спектра конверсионных электронов Tu^{166} [6]. Следует заметить, что в γ-спектре Tu^{166} проявляются также размытые линии с энергиями ~1,0 и ~1,6 MeV. Они имеют, очевидно, вторичное происхождение и обусловлены эффектом образования пар γ-квантами энергии ~2060 keV.

Воспользовавшись нашими данными о форме γ-линий и эффективности кристалла к γ-квантам различной энергии, мы провели разложение γ-спектра Tu^{166} на отдельные компоненты и вычислили их относительные интенсивности. При этом ряд близких по энергиям групп γ-линий (например, группа 780 keV, состоящая из линий 760, 782 и 789 keV [6]) на составные части не разлагался. Результаты даны ниже.

Энергии и относительные интенсивности γ-линий Tu^{166}

E_γ, keV	48 (*x*)	80	153	184	194	215	450	524	596	690	780	1180	1280	1380	1880	2060
J_γ	102	10	0,7*	13	~3	5	8	~5	11	30	40	17	27	12	8	40

* Верхний предел

Сложность γ-спектра затрудняет разложение, так что погрешности в определении относительных интенсивностей γ-линий колеблются от 10% (в благоприятных случаях) до 20%. Трудности разложения не позволили нам оценить интенсивности γ-линий в области 280—400 keV, хотя в [6] и указываются энергии соответствующих γ-линий. Можно лишь указать, что интенсивность этих γ-переходов примерно на порядок меньше интенсивности перехода E_γ-184 keV.

Авторы весьма благодарны А. Н. Мурину за постоянный интерес к работе и ценные замечания при обсуждении результатов, Б. К. Преображенскому и А. В. Калямину — за проделанные ими хроматографические выделения.

Радиевый институт имени В. Г. Хлопина
Академии наук СССР
Объединенный институт ядерных исследований

Цитированная литература

1. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 1004 (1957).
2. Riddel J., A Table of Levy's Empirical Atomic masses.— Chalk River, Ontario, 1956.
3. A revised semi-empirical atomic masses formula CRP — 690.— Chalk River, Ontario, March, 1957.
4. Nerwick W. E., Seaborg G. T., Phys. Rev., **97**, 1092 (1955).
5. Michel M., Templeton L., Phys. Rev., **93**, 1422 (1954).
6. Брабец В., Громов Е., Джелепов Б., Дмитриев А., Морозов В., Изв. АН СССР. Сер. физ., см. настоящий номер, 814.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

К. Я. ГРОМОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и В. Н. ПОКРОВСКИЙ

О СХЕМЕ РАСПАДА Tu^{166}

1. Мультипольность переходов в Er^{166}

Экспериментальные данные об излучении, сопровождающем распад Tu^{166}, изложены в работах [1, 2]. В графе 1 табл. 1 перечислены энергии γ-переходов, идентифицированных при изучении спектров конверсионных электронов. В тех случаях, когда идентификация сомнительна, энергия γ-перехода заключена в скобки. В графе 2 приведены относительные интенсивности K-конверсионных электронов в тех же единицах, что в работе [1] ($I_{L\text{-}183,9} = 1$). В графе 3 приведены интенсивности γ-лучей в единицах, выбранных так, чтобы коэффициенты внутренней конверсии на K- и L-оболочках для γ-перехода 80 keV соответствовали теоретическим для перехода типа $E2$ (эта мультипольность обоснована в [1]). Данные табл. 1 позволяют вычислить коэффициенты внутренней конверсии на K-оболочке для ряда переходов. Сравнение полученных коэффициентов внутренней конверсии с теоретическими позволяет определить мультипольность этих переходов.

Экспериментальное значение α_K перехода 183,9 keV совпадает с теоретическим для перехода типа $E2$. Это подтверждает сделанный в работе [1] выбор мультипольности.

Оценка экспериментального значения α_K ($>0{,}15$) для перехода 153,4 keV позволяет исключить из числа возможных мультипольность $E1$. На основании данных [1] остаются возможными мультипольности ($M1 + E2$) и $M2$.

Мультипольность перехода 214,1 keV устанавливается однозначно — $E1$.

Переходы 459 и 596 keV, вероятно, также типа $E1$.

Коэффициенты внутренней конверсии переходов 1181, 1277, 1380 и 1878 keV хорошо совпадают с теоретическими для переходов типа $E2$. По-видимому, мультипольность этих γ-переходов либо $E2$, либо $M1 + E2$.

Мультипольность других γ-переходов этим путем определить не удается, так как сложность γ-спектра Tu^{166} не позволяет определить интенсивность всех γ-линий.

2. Абсолютные интенсивности γ- и конверсионных линий

Приведенная в табл. 1 интенсивность X-лучей, заимствованная из работы [2], позволяет подсчитать полное число захватов орбитальных электронов в Tu^{166}. Учитывая выход флуоресценции в эрбии (0,93) и суммарную инстенсивность всех K-конверсионных линий и принимая для отношения интенсивностей L- и K-захватов число 0,13 (разрешенный захват), получаем для полной интенсивности захвата орбитального электрона значение (90 ± 13) ед. табл. 1. Вилкинсон и Хикс [3] установили, что распад Tu^{166} сопровождается испусканием позитронов. Граница β^+-спектра равна 2,1 MeV. Интенсивность позитронов, по данным этих авторов, мала: 0,5% от числа распадов. Она значительно меньше погрешности в полученном значении для числа захватов орбитального электрона. Поэтому мы в дальнейшем будем считать, что числом 90 ± 13 определяется полная интенсивность распада Tu^{166} (в единицах $I_{L\text{-}183,9} = 1$). Для того

Таблица 1

Экспериментальные данные об излучении, сопровождающем распад Tu^{166}

E_γ, keV	Относительные интенсивности (эксперимент)		Относительные интенсивности переходов по схеме настоящей работы	α_K, эксперимент	α_K, теоретические			Мультиполь-ности переходов	Интенсивности переходов в % на распад
	K-конверсионных электронов	γ-лучей			E1	E2	M1		
X-лучи	—	92	—	—	—	—	—	—	102
80,0	16	9	—	1,78	0,52	1,78	5,0	E2	78
153,4	0,09	<0,6	—	0,15	0,089	0,35	0,71	M1+E2, M2	—
183,9	2,2	11,5	—	0,19	0,054	0,199	0,43	E2	17
193,6	0,24	2,6	—	0,09	0,048	0,17	0,37	E1, E2	—
214,1	0,14	4,7	—	0,03	0,035	0,13	0,29	E1	5,5
282	0,019	—	0,3	—	0,018	0,061	0,12	—	0,33
299	0,017	—	—	—	0,016	0,052	0,12	—	—
347	—	—	—	—	0,011	0,033	0,079	—	—
405	0,022	—	—	—	0,0074	0,022	0,051	—	—
433	0,010	7,4	—	—	0,0065	0,019	0,043	—	8
459	0,059		—	—	0,0056	0,016	0,037	(E1)	
522	0,003	—	0,2	—	0,0044	0,012	0,028	—	0,30
596	0,022	10	9,0	0,0024	0,0032	0,0083	0,019	(E1)	10
598	0,006		0,7	—	0,0032	0,0083	0,019	—	0,8
674	0,017	27	12,5	0,0013	0,0025	0,0063	0,014	(E1)	14
693	0,032		5,3	—	0,0023	0,0060	0,013	—	5,9
707	0,053		9,2	—	0,0022	0,0057	0,013	—	10,2
749	0,004	18	18	0,0012	0,0020	0,0050	0,011	(E1)	20
760	0,017				0,0020	0,0049	0,010		
782	0,059	36	12,5	—	0,0019	0,0047	0,0095	—	14
789	0,026	—	5,7	—	0,0018	0,0046	0,0093	—	6,4
(807)	(0,003)	—	0,7	—	—	—	—	—	0,8
877	0,012	—	3,5	—	0,0015	0,0034	0,0071	—	3,9
(1158)	0,005	15	—	—	—	—	—	—	17
1181	0,027		—	0,002	0,00088	0,0021	0,0036	E2; M1+E2	
(1209)	0,003	—	—	—	—	—	—	—	
1277	0,038	24	—	0,0016	0,00076	0,0018	0,0030	E2; M1+E2	26
(1309)	~0,002	—	—	—	—	—	—	—	—
1380	0,013	11	—	0,0012	0,00067	0,0015	0,0025	E2; M1+E2	12
(1423)	~0,002	—	—	—	—	—	—	—	—
1878	0,008	8	—	0,0010	0,00040	0,00086	0,0012	E2; M1+E2	9
2060	0,015	36	—	—	0,00034	0,00071	0,00092	—	40
2088	0,006		—	—	0,00033	0,00070	0,00091	—	

чтобы из чисел I_K и I_γ^* табл. 1 получить числа электронов и квантов на распад, их нужно делить на 90±13.

3. Две ротационные полосы Er^{166}

Схема уровней Er^{166}, возбуждающихся при распаде Tu^{166}, была впервые предложена в работе [4]. Джекоб, Михелич и др. [5] сообщили, что при распаде Tu^{166} заселяются также уровни второй ротационной полосы 788(2^+); 862(3^+) и 957 (4^+) keV. Полученные в настоящей работе экспериментальные данные позволяют уточнить схему распада Tu^{166}.

А. Уровни ротационной полосы основного состояния

При исследовании β^--распада Tu^{166} установлено, что γ-переход 80,0 keV определяет положение первого уровня возбуждения Er^{166} 80,0 keV(2^+). Очевидно, что это первый уровень ротационной полосы основного состояния Er^{166}. Положение второго уровня этой полосы (4^+) определяется γ-переходом 183,9 keV. Как показано выше, переходы 80,0 и 183,9 keV являются $E2$-переходами. Энергия второго уровня равна 263,9 keV. Энергия двух возбужденных состояний основной ротационной полосы позволяет

вычислить параметры в формуле для энергии уровней ротационной полосы:

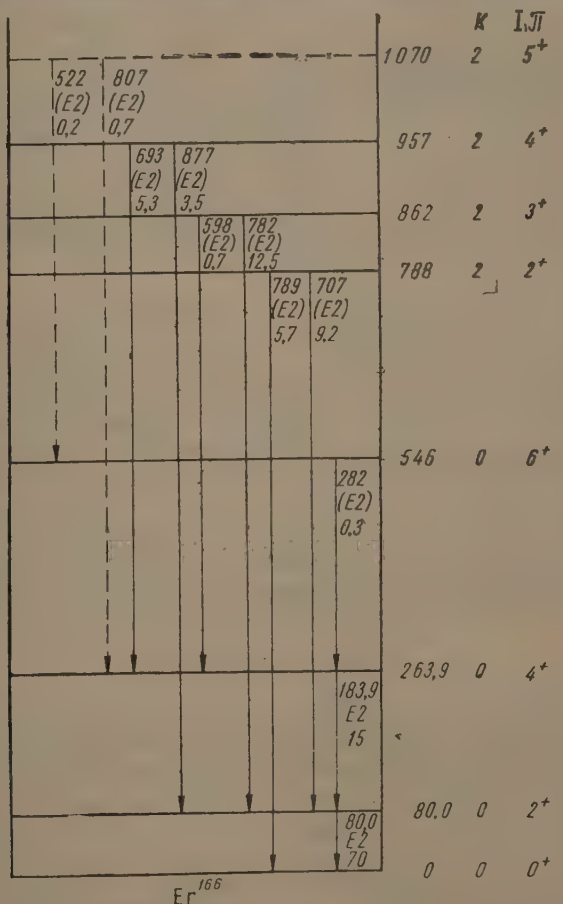
$$E = E_0 + A[I(I+1) - K(K+1)] - B[I(I+1) - K(K+1)]^2. \quad (1)$$

Постоянные A и B оказываются равными: $A_1 = 13{,}37$ и $B_1 = 0{,}0082$ keV. Эти значения постоянных весьма близки к соответствующим значениям соседних четно-четных ядер [6].

Энергия уровня 6^+, рассчитанная по формуле (1) с использованием полученных значений A_1 и B_1, оказывается равной 547,5 keV. Если принять, что указанный в табл. 1 переход 282 keV есть переход с уровня 6^+ на уровень 4^+, то получаем значение энергии уровня 6^+, равное 545,9 keV. Это значение неплохо согласуется с рассчитанным по формуле (1). Однако других аргументов в пользу такого расположения перехода 282 keV нет.

Б. Уровни второй ротационной полосы

Уровни первой и второй полос Er^{166} изображены на рисунке. В табл. 2 приведены значения сумм энергии γ-переходов, определяющих положение



Уровни первой и второй ротационной полосы Er^{166}

уровней второй ротационной полосы, полученные при изучении спектра конверсионных электронов Tu^{166}.

Как видно из табл. 2, значения сумм энергий удовлетворительно согласуются между собой. Расчет постоянных A и B формулы (1), основанный на первых трех уровнях второй ротационной полосы, дает значения: $A_2 = 12{,}53$ keV и $B_2 = 0{,}0327$. При таких постоянных энергия уров-

ня 5^+ второй ротационной полосы должна быть равна 1070 keV. Можно предположить, что γ-переход 522 keV (табл. 1) идет с уровня 5^+ на уровень 6^+ (546 keV). Возможно также, что часть интенсивности конверсионной

Таблица 2

Суммы энергий γ-переходов, происходящих при распаде Tu^{166}

E, keV	Суммы энергий γ-переходов, keV	
788	789;	707+80,0=787;
862	782+80=862;	598+263,9=861,9;
957	877,5+80,0=957,5;	693+263,9=956,9;
1070	(522)+545,9=1067,9;	(807)+263,9=1070,9

линии 750 keV [1] связана с конверсией γ-перехода 807 keV на K-оболочке. Квантовые характеристики уровней второй ротационной полосы непосредственно на опыте не установлены.

Таблица 3

Сравнение энергий ротационных уровней, рассчитанных по формулам [7], с опытными значениями этих энергий

Характеристики уровня		Энергия уровня, keV	
I	K	расчет	опыт
2	0	*	80,0±0,5
4	0	264,8	263,9±0,5
6	0	546,8	546±1
2	2	*	788±2
3	2	867,9	862±2
4	2	978,1	957±2
5	2	1108	1070

* Приняты экспериментальные значения

Теория вращательных состояний неаксиальных ядер, развитая Давыдовым [7], позволяет рассчитать энергии обсуждаемых ротационных уровней, используя только один параметр: отношение энергий ротационных уровней со спином 2. В табл. 3 результаты таких расчетов сравниваются с опытными данными.

В. Интенсивности переходов в полосах

Согласно приводимой нами схеме распада все переходы должны быть типа $E2$ или $E2$ с незначительной примесью $M1$. Переходы с уровней второй вращательной полосы ($K = 2$) на уровни первой вращательной полосы ($K = 0$) должны быть почти чистыми $E2$-переходами, так как $M1$-переходы в этом случае запрещены по квантовому числу K ($\Delta K = -2$), а $E2$-переходы не запрещены. Благодаря этому однообразию мультипольностей можно определить интенсивности переходов по интен-

Таблица 4

Сравнение экспериментальных отношений приведенных интенсивностей конкурирующих γ-переходов с уровней второй ротационной полосы с теоретическими отношениями приведенных вероятностей

γ	E_γ, keV	Начальные		Конечные		$\left(\frac{I_{\gamma_1}}{I_{\gamma_2}}\right)_{эксп}$	Отношения приведенных вероятностей		
		I	K	I	K		экспериментальные	Алага	Давыдов
γ_1	789	2+	2	0	0	0,62	0,35	0,7	0,52
γ_2	707	2	2	2	0				
γ_1	782	3	2	2	0	18	5	2,5	1,2
γ_2	598	3	2	4	0				
γ_1	877	4	2	2	0	0,66	0,2	0,34	0,10
γ_2	693	4	2	4	0				
γ_1	807	5	2	4	0	~3,5	0,33	1,75	—
γ_2	522	5	2	6	0				

сивностям конверсионных линий. Соответствующие значения (в единицах табл. 1) и приведены на нашей схеме. Полученные данные об относительных интенсивностях γ-переходов позволяют сравнить экспериментальные отношения приведенных интенсивностей конкурирующих γ-переходов с уровней второй вращательной полосы с теоретическими отношениями по Алага и Давыдову (табл. 4).

В качестве перехода с уровня 862 keV (3^-), конкурирующего с переходом 782 keV, может быть рассмотрен переход 596 keV. В этом случае экспериментальное отношение интенсивностей $I_{\gamma 782}/I_{\gamma 596}$ равно 4,8, а экспериментальное отношение приведенных вероятностей — 1,3. Можно отметить, что в первых трех парах экспериментальные отношения приведенных вероятностей ближе к теоретическим, рассчитанным по Давыдову; последняя пара является пока недостаточно изученной.

Интенсивности γ-переходов, входящих в приводимую нами схему, использованы для вычисления интенсивности γ-переходов 596, 674, 749 и 760 keV. Результаты этих расчетов приведены в графе 1 табл. 1.

4. О других уровнях возбуждения Er^{166}

В табл. 1 имеется еще много переходов, не укладывающихся в приведенные на схеме ротационные полосы. По-видимому, у Er^{166} имеется еще много других уровней. Некоторые из них — уровни с энергией 1462 и 1610 keV — установлены при изучении распада Ho^{166}. Существование некоторых других, возбуждающихся при распаде Tu^{166} уровней, может быть обосновано энергетическими данными.

Так, например, вводя в рассмотрение уровни с энергией 2140 и 2168 keV, мы получаем возможность уложить в схему по четыре перехода в каждом случае:

2060+ 80=2140 keV	2088+ 80=2168 keV
1878+264=2142 »	1380+788=2168 »
1277+862=2139 »	1309+862=2171 »
1181+957=2138 »	1208+957=2165 »

Для выяснения последовательности высоких возбужденных состояний Er^{166} и их квантовых характеристик необходимо повышение точности измерения энергии конверсионных электронов и проведение опытов по совпадениям.

Радиевый институт имени В. Г. Хлопина
Академии наук СССР
Объединенный институт ядерных исследований

Цитированная литература

1. Брабец В., Громов К., Джелепов Б., Дмитриев А., Морозов В., См. статью в наст. номере, стр. 812
2. Барановский В., Покровский В., См. статью в наст. номере, стр. 819
3. Wilkinson G., Hicks H. G., Phys. Rev., 75, 1687 (1949).
4. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1958.
5. Jacob K. P., Mihelich J. W., Harmutz B., Handley T. H., Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. 2, 3, 358 (1958).
6. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Деформированные ядра в области Nd — Os. Доклад на совещании по радиохимии и ядерной спектроскопии.— Объединенный институт ядерных исследований, Р247, Дубна, 1958.
7. Давыдов А. С., Филиппов Г. Ф., Ж. эксперим. и теор. физ., 35, 440 (1958); Давыдов А. С., Ростовский В. С., Ж. эксперим. и теор. физ., 36, 1788 (1959).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, В. П. ПРИХОДЦЕВА и Ю. В. ХОЛЬНОВ

γ-ИЗЛУЧЕНИЕ Cs^{134}

γ-Спектр Cs^{134} изучался при помощи магнитных спектрометров, использующих электроны отдачи. Целью измерений являлось более точное, чем в предыдущих работах, определение относительных интенсивностей γ-линий. Источником служил углекислый цезий активностью ~1,5 Cu.

Спектр электронов отдачи, выбиваемых из целлофановой мишени толщиной 50 μ в ритроне [1], представлен на рисунке (*а*). В этих условиях относительная полуширина линий в районе 1 MeV составляла 3,3%. Отчетливо видны пики, соответствующие γ-линиям 1368, 1168 и 1038 keV. Пики, соответствующие двум близким γ-линиям 797 и 802 keV, не разрешены. Положение суммарного пика соответствует γ-квантам 797 keV. Это и понятно, так как интенсивность γ-линий 802 keV, по данным работы [2—4], примерно в 10 раз меньше интенсивности линии 797 keV.

В мягкой области γ-спектра видны γ-линии 606 и плохо разрешенная линия 567 keV. Последняя, согласно литературным данным [3], состоит из двух близких γ-линий 565 и 571 keV со сравнимой интенсивностью. В работах [3—9] сообщается о наличии у Cs^{134} очень слабой γ-линии 475 keV; согласно работам [3—5] имеется также слабая γ-линия 663 keV.

Для лучшего разрешения линий в мягкой области спектра, а также для выявления указанных слабых γ-линий, мы исследовали γ-спектр Cs^{134} в районе до 820 keV при помощи электрона [10]. Электроны отдачи выбивались из целлофановой пленки толщиной 17 μ.

Благодаря улучшенной фокусировке электронов отдачи относительная полуширина линий в районе 1 MeV составляла 1,6% при уменьшенной (примерно на порядок) светосиле прибора. Полученный спектр электронов отдачи приведен на рисунке (*б*). Линии 606 и 567 keV разрешены значительно лучше. Линии электронов отдачи, соответствующих γ-лучам 475 и 663 keV, удалось явно выделить. В увеличенном масштабе они также приведены на рисунке (*б*).

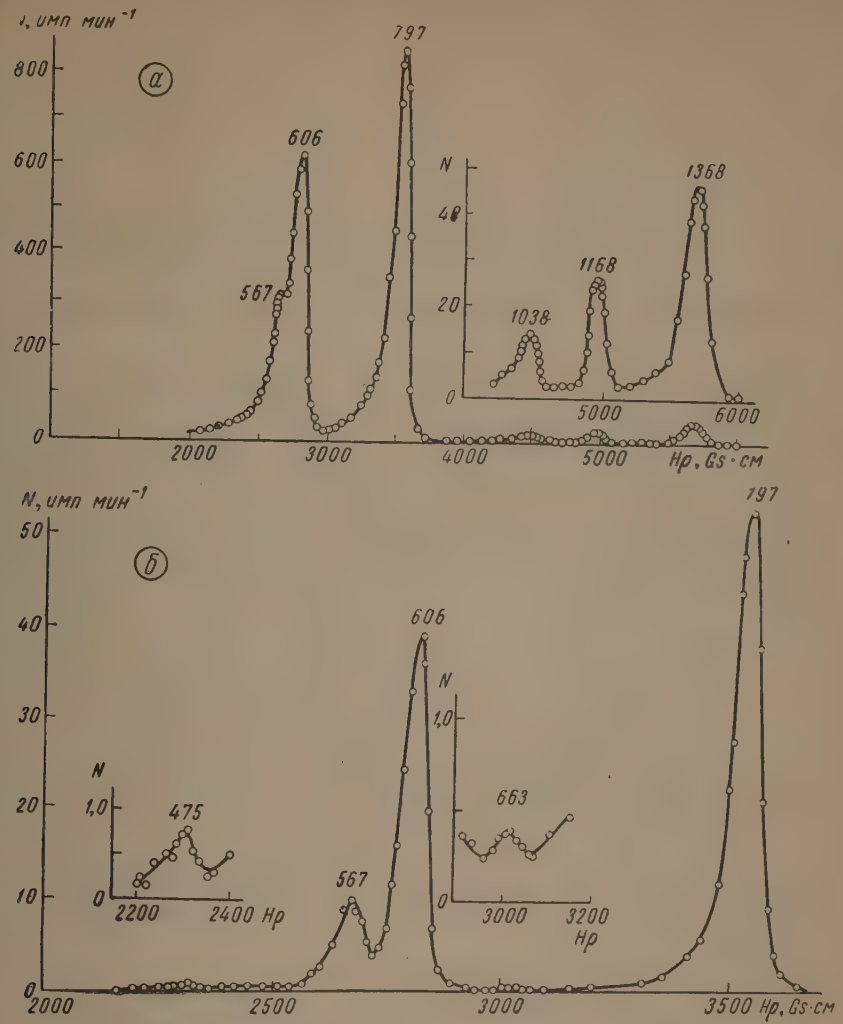
Результаты работы приведены ниже:

Энергии и относительные интенсивности γ-линий Cs^{134}

E_γ, keV	475	567	565 571	606	663	797	1038	1168	1368
I_γ	2,5±0,5	28±3	10±3 18±3	100	0,5±0,3	101,4±3	1,16±0,04	2,26±0,08	3,79±0,15

Разделение линии 567 keV на компоненты производилось по стандартным формам линий при известных (из других работ) энергиях этих линий. Линия 797 keV представляет сумму двух неразрешенных γ-линий — 797 и 802 keV. Фирсов и Башилов [11] при помощи сцинтилляционного спектрометра обнаружили три γ-линии в районе 1600—2100 keV. Интенсивности этих линий весьма малы (~10^{-6} кванта на распад). Мы изучили область γ-спектра Cs^{134} 1400÷2800 keV и не обнаружили γ-линий с интенсивностью, большей $0{,}5 \cdot 10^{-3}$ в единицах таблицы. Это не противоречит результатам работы [11]; чувствительность нашего прибора не позволяет видеть столь слабые компоненты.

В измерениях принимали участие дипломанты В. А. Елисеев и



Спектр электронов отдачи от γ-лучей Cs^{134}, полученный на: *а* — ритроне и *б* — элотроне

А. Ушакова. Авторы приносят им свою благодарность. Мы признательны Н. Н. Жуковскому за предоставление возможности измерений на элотроне.

Радиевый институт имени В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Джелепов Б. С., Жуковский Н. Н., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 18, 599 (1954); Джелепов Б. С., Приходцева В. П., Феоктистов А. И., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 1361 (1956); Голованов И. Б., Джелепов Б. С., Лебедев Л. С., Приходцева В. П., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 985 (1957).
2. Башилов А., Антоньева Н., Блинов М., Джелепов Б., Изв. АН СССР. Сер. физ., 18, 43 (1954).
3. Verhaeghe J., Demrynch J., Compt. Rend., 239, 1374 (1954).
4. Forster H., Wiggins J., Nuovo Cim., 2, 854 (1955).
5. Cork J., Le Blanc J., Nester W., Martin D., Brice M., Phys. Rev., 90, 444 (1953). Ibid., 89, 907 (1953).
6. Keister G., Lee E., Schmidt F., Phys. Rev., 97, 451 (1955).
7. Forster H., Wiggins J., Phys. Rev., 99, 660 (1955).
8. Joshi M., Thosar B., Phys. Rev., 96, 1022 (1954).
9. Johansson K., Arkiv Fys., 10, 247 (1956).
10. Джелепов Б. С., Жуковский Н. Н., Недовесов В. Г., Щукин Г. Е., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 996 (1957).
11. Фирсов Е., Башилов А., Изв. АН СССР. Сер. физ., 2, 1633 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Н. А. ВОИНОВА, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и Н. Н. ЖУКОВСКИЙ

γ-ИЗЛУЧЕНИЕ Ta^{182} В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 300—1500 keV

При распаде Ta^{182} с $T_{1/2}$ = 111 дням возбуждаются уровни W^{182} с энергиями до ~1600 keV. Четно-четное ядро W^{182} имеет отчетливо выраженную ротационную структуру уровней, характерную для ядер с устойчивой деформацией в области $155<A<185$. Многочисленными исследованиями установлено, что ротационная полоса основного состояния W^{182} представлена двумя уровнями с энергиями 101 и 329 keV; остальные уровни расположены выше 1222 keV. Какие-либо указания о существовании уровней возбуждения в области энергий от 329 до 1222 keV отсутствуют.

Мы исследовали γ-излучение Ta^{182} на элотроне с целью уточнения относительных интенсивностей γ-линий и поисков новых линий в области энергий от 300 до 1500 keV. Источником служила активированная нейтронами фольга тантала весом 1,18 г и активностью ~400 mCu. Измерения выполнены в стандартных для элотрона условиях [1]. Экспериментальная кривая спектра электронов отдачи из полистироловой мишени от γ-лучей Ta^{182} представлена на рис. 1. В области $H\rho$ = 1500—3700 Gs см, соответствующей $h\nu$ = 300—850 keV, практически не наблюдается никакого превышения над фоном, и можно утверждать, что в этой области отсутствуют γ-линии с интенсивностью >0,5% от интенсивности γ-линии $h\nu$ = 1122 keV.

Рис. 2 иллюстрирует разложение участка спектра в области энергий 850—1350 keV на отдельные компоненты, с учетом приборной формы линии. В этой области мы выделили семь γ-линий с энергиями: 927, 960, 1003, 1122, 1192, 1222 и 1231 keV.

Энергии и относительные интенсивности γ-линий Ta^{182}

№ п.п.	$h\nu$, keV	Относительные интенсивности				
		нами данные	[2] кристаллический спектрометр	[3] кристаллический спектрометр	[4] $\pi\sqrt{2}$, фотоэлектроны	[5] сцинтилляционный спектрометр
1	(893)	<1,4	—	—	—	—
2	927	3±2	—	—	—	—
3	960	2,5±1,5	—	—	—	—
4	1003	9±3	—	—	—	—
5	1122	100	100	100	100	100
6	1155	<4	6,5	9	—	—
7	1192	45±8	45	60	—	~21
8	1222	84±8	95	156	—	(75) 113
9	1231	35±10	50			(38)
10	1257	6±2	—	—	4	—
11	1275	3±2	—	—	3	—
12	1290	5±2	—	—	2	—
13	1331	<0,6	—	—	—	—
14	1375	<1,4	—	—	<0,3	—
15	1437	<0,5	—	—	<0,3	—

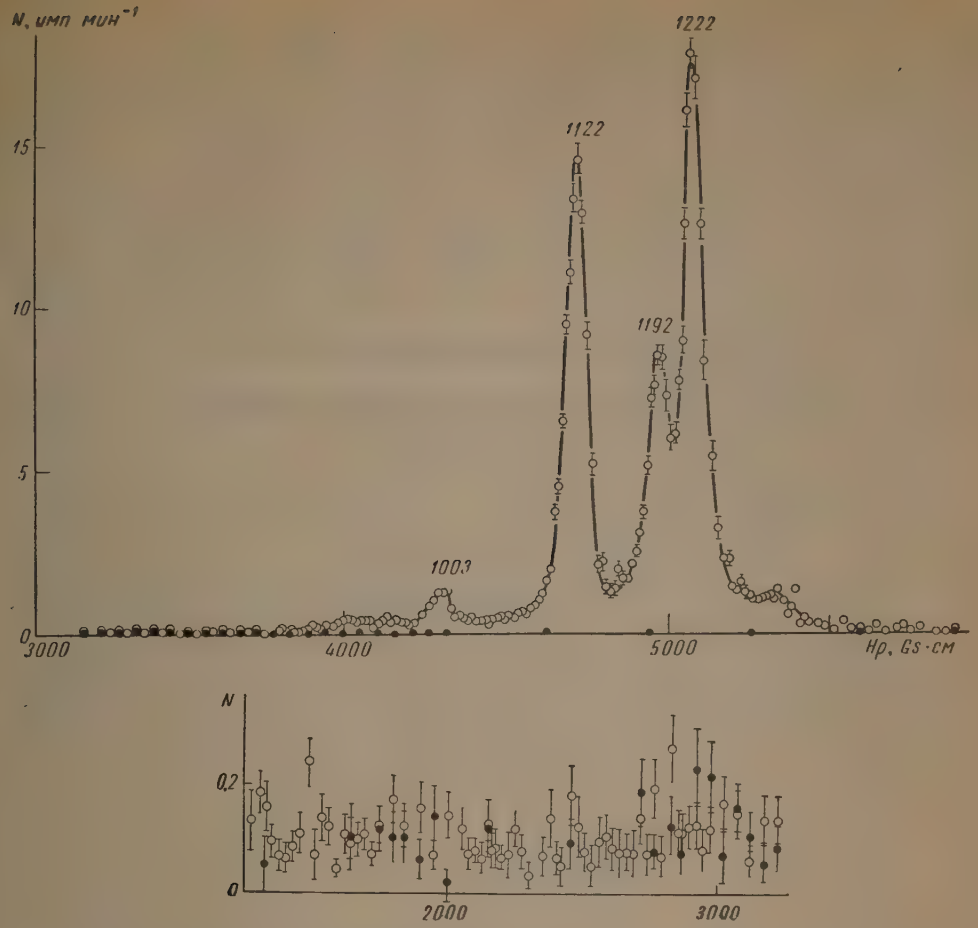


Рис. 1. Экспериментальная кривая спектра электронов отдачи из полистироловой мишени от γ-лучей Ta^{182}. Черные точки — фон прибора

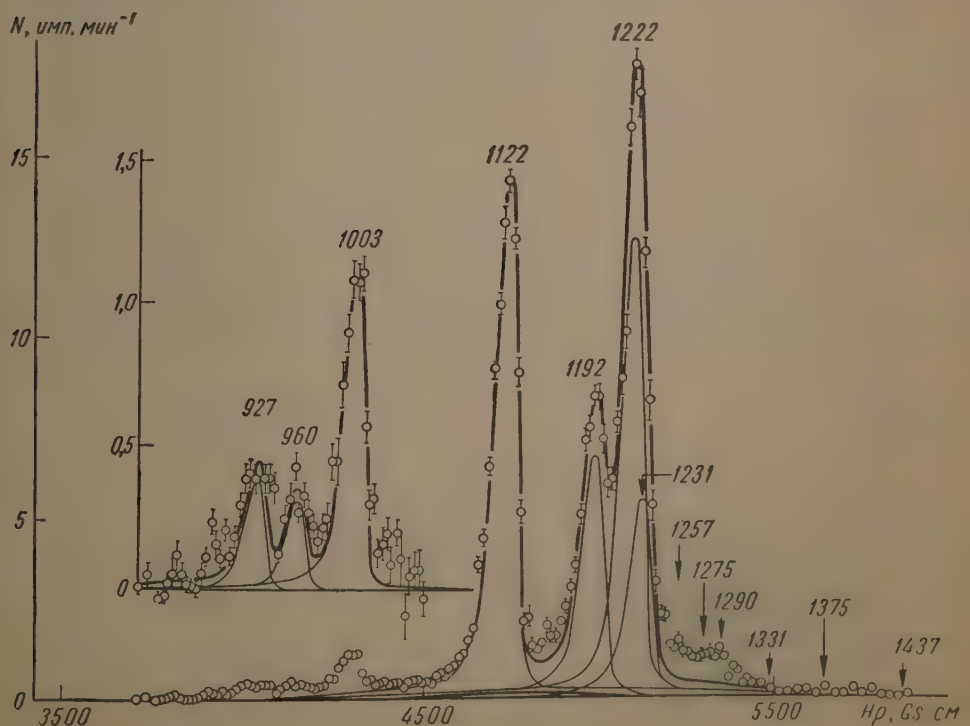


Рис. 2. Разложение участка γ-спектра Ta^{182} в области $H\rho$ = 3500—5500 Gs·см на отдельные линии

Кроме того, наблюдается значительное превышение экспериментальных точек над фоном в области жесткого спада γ-линий 1222 ÷ 1231 keV. По другим работам в этой области имеется ряд линий незначительной интенсивности. Рассмотрение остатка жесткой части спектра, получающегося после исключения правых спадов интенсивных γ-линий 1222 и 1231 keV, позволяет утверждать, что в этой области энергий действительно присутствуют γ-линии $h\nu = 1257$, 1275 и 1290 keV, известные по другим работам [например, 4].

В области малых энергий наблюдается заметное превышение над фоном в области $h\nu = 893$ keV.

Данные обо всех наблюдаемых нами γ-линиях в сравнении с результатами других авторов приведены в таблице.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Джелепов Б., Жуковский Н., Недовесов В., Щукин Г., Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 966 (1957).
2. Murray J., Boehm F., Marmier P., Du Mond J., Phys. Rev., **97**, 1007 (1955).
3. Сумбаев О., Ж. эксперим. и теор. физ., **32**, 247 (1957); Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 987 (1957).
4. Bäckström G., Arkiv fys., **10**, 387 (1956).
5. Fröman P., Ryde H., Arkiv. fys., **12**, 399 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. И. БАРАНОВСКИЙ и А. В. КАЛЯМИН

О СПЕКТРАХ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ Hf

При помощи сцинтилляционной методики, описанной в [1], нами было проведено изучение фракции Hf, выделенного из Ta, облученного протонами с $E = 680$ MeV на синхроциклотроне ОИЯИ. Химическое выделение Hf осуществлялось носителем Zr путем осаждения $BaZrF_6$ с последующей хроматографической очисткой на катионите *КУ*-2, что позволило получить радиохимически чистый Hf.

Основное внимание мы уделяли изучению сравнительно мягкой части спектра (примерно до 700 keV), так как большое количество плохо разрешенных жестких (до ~2,5 MeV) линий делает жесткую часть спектра чрезвычайно трудной для исследования. В мягкой области обнаружены две группы линий с периодами полураспада 23,5 и 13 час.

Изотоп Hf с периодом 23,5 час идентифицирован нами как Hf^{173} *, для которого в литературе указаны периоды 23,6 час [2], 44 часа [3] и 28 час [4]. По нашим данным, в спектр Hf^{173} входят линии 125 и ~300 keV (группа) с отношением интенсивностей 100 : 60, что вполне согласуется с данными [4].

Период 13 час приписан нами изотопу Hf^{171} * ($T = 16$ час по данным [2] и 12 час по данным [3]). В спектре Hf^{171}, кроме известной линии 175 keV, нами обнаружена группа линий в области 400—700 keV. Каких-либо интенсивных линий, принадлежащих другим изотопам, нами в этой области энергий не обнаружено.

Спектр Hf^{171} был разложен на отдельные компоненты; приводим вычисленные относительные интенсивности отдельных линий.

E_γ, keV	480	530	580	620	680
Относительная интенсивность	0,75	0,35	0,81	1	0,5

Период полураспада линии 175 keV составил ~16 час, что, по-видимому, объясняется наличием в этой области линий Hf^{173} (162,3 keV и Lu^{171} (180 keV; Lu^{171} накапливается за счет распада Hf^{171}).

Авторы приносят глубокую благодарность эксплуатационной группе синхроциклотрона ОИЯИ, а также А. Н. Мурину и Г. М. Городинскому за внимание к работе и участие в обсуждении результатов.

Радиевый Институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1004 (1957).
2. Wilkinson G., Hicks H. G., Phys. Rev., 81, 540 (1951).
3. Nervik W. E., Seaborg G. T., Phys. Rev., 97, 1092 (1955).
4. Wapstra A. H., Jongejans C., Physica, 20, 36 (1954).
5. Strominger D., Hollander J. M., Seaborg G. T., Rev. Mod. Phys., 30, 585 (1958).

* Согласно таблице Сиборга [5] массовое число этого изотопа не вполне достоверно.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Б. А. ЕМЕЛЬЯНОВ, Ю. Н. ПОДКОПАЕВ,
В. Н. ПОДЫМАХИН, И. Ф. УЧЕВАТКИН и С. А. ШЕСТОПАЛОВА

О ЖЕСТКОЙ ЧАСТИ γ-СПЕКТРА РАДИЯ, НАХОДЯЩЕГОСЯ В РАВНОВЕСИИ С ПРОДУКТАМИ РАСПАДА ($h\nu = 3100 \div 5600$ keV)

Основная доля жестких γ-лучей, возникающих в радиевой цепочке, принадлежит переходу RaC→RaC′. Спектр γ-лучей этого перехода простирается до 3200 keV [1, 2].

Однако можно предполагать, что в радиевой цепочке могут быть и более жесткие γ-лучи: во-первых, разность масс RaC — RaC′ равна 3260 ± 30 keV (рис. 1), и, следовательно, могут быть γ-лучи RaC→RaC′ с энергией квантов вплоть до 3260 keV; во-вторых, при переходе RaC″→RaD разность масс достигает еще большей величины (5420 keV); следовательно, при распаде RaC″ могут испускаться жесткие γ-лучи. Возникновение жестких γ-лучей в α-ветвях маловероятно, так как вероятность α-распада на высокие возбужденные уровни крайне мала из-за кулоновского барьера.

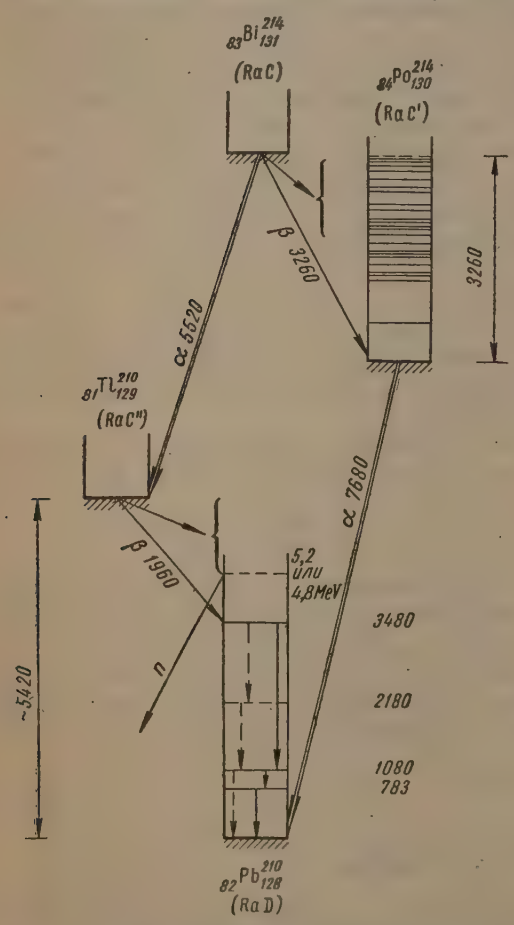


Рис. 1. Разветвление в радиоактивном ряде семейства радия [3]

Экспериментальные попытки обнаружения жестких γ-лучей, возникающих в радиевом семействе, предпринимались неоднократно. Так, например, Нишида (1937 г.) [4] наблюдал в камере Вильсона, облучаемой этими лучами, треки электронов с энергией 3100, 4000 и 4900 keV. Девонс и Ниери (1937 г.) [5] нашли методом поглощения γ-лучи с граничной энергией около 5000 keV. В 1950 г. Бишоп, Вильсон и Халбан [6] пытались обнаружить жесткие γ-лучи при помощи ионизационной камеры, наполненной дейтерием, но не нашли их. Для перехода RaC″→RaD ($h\nu \sim 4000$ keV) авторы дают только верхний предел: $< 2 \cdot 10^{-5}$ кванта на распад. Они утверждали, что при переходе RaC→RaC′ не испускаются γ-лучи с $h\nu \sim 3000$ keV интенсивностью больше 10^{-4} кванта на распад. Известно, однако, что такие γ-лучи имеются в количестве $2 \cdot 10^{-3}$ кванта на распад [1].

В 1958 г. [2] при изучении участка спектра 2450—3400 keV при помощи элотрона был найден избыток электронов отдачи, соответствующий γ-лучам с энергией 3120—3220 keV и интенсивностью $(4\pm2)\cdot10^{-5}$ кванта на распад. Изучать подробно столь слабый избыток при помощи элотрона практически невозможно.

В настоящей работе мы применили для изучения жестких γ-лучей более светосильный прибор—γ-годоскоп НИФИ ЛГУ [7, 8]. Источником служили 4 г Ra [9].

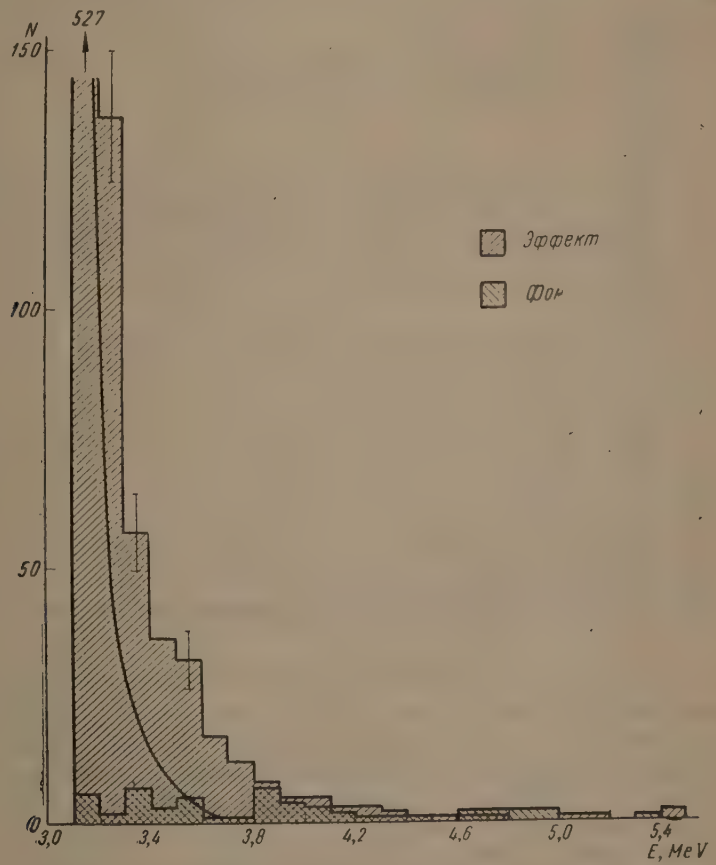


Рис. 2. Результат измерения γ-спектра в первой серии

Проведены две серии измерений. В первой серии величина магнитного поля была выбрана так, что область регистрации начиналась с «жесткого спада» последней идентифицированной в работе [2] γ-линии 3070 keV и простиралась вплоть до 5600 keV. Линии, более мягкие, чем $h\nu = 3070$ keV, практически не регистрировались. Результаты приведены на рис. 2 в виде гистограммы. Плавная линия соответствует экспериментальной форме спектральной линии [8]. Из рисунка видно, что за «жестким спадом» линии 3070 keV имеется избыток электронов отдачи, простирающийся вплоть до 3800 keV.

Во второй серии измерений величина магнитного поля была такой, что линия 3070 keV совсем не регистрировалась; если существует линия в районе 3200 keV [2], то регистрироваться мог только ее «жесткий спад» и дальше — до 5600 keV. Результаты изображены на рис. 3.

Из вида рис. 2 и 3 с несомненностью следует существование γ-линии с энергией 3100—3200 keV.

Приблизительная оценка интенсивности этой линии дает значение $2\cdot10^{-5}$ кванта на распад, что находится в хорошем согласии с [2].

На рис. 3 отчетливо проявился избыток электронов отдачи в районе

3500÷3800 keV. Экспериментальное число кадров в этом районе, рассчитанное на один час измерений, равно 0,38±0,16 совпадений в час, что соответствует интенсивности $(1\pm\frac{1}{0,5})\cdot 10^{-6}$ кванта на распад. Из экспериментальных данных о полуширине спектральной линии в этом районе [8] следует, что этот избыток, вероятно, обусловлен не одной γ-линией, а по крайней мере двумя.

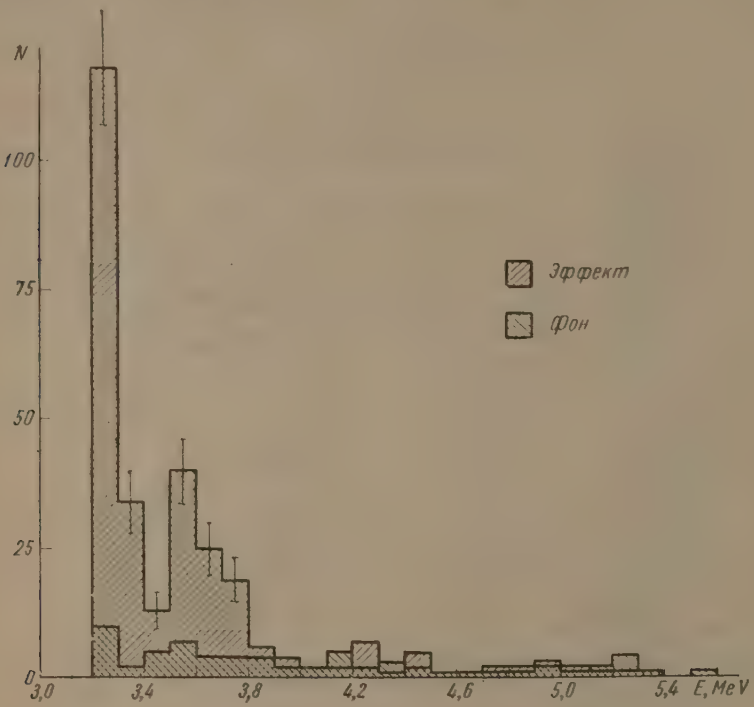


Рис. 3. Результат измерения γ-спектра во второй серии

Из сказанного выше (рис. 1) ясно, что избыток в районе 3500—3800 keV обусловлен γ-лучами, возникающими при переходе RaC″ →RaD.

Относительно линии E_γ~3200 keV нельзя сделать однозначного заключения: такие γ-лучи могут возникать как при распаде RaC→RaC′, так и при переходе RaC″ →RaD.

Никаких γ-линий с энергией выше 3900 keV не обнаружено. Если они и существуют, то их интенсивность меньше $5\cdot 10^{-8}$ кванта на распад.

Мы пользуемся случаем выразить глубокую благодарность О. В. Чубинскому за предоставление экспериментальных данных по спектральной чувствительности и определению эффективности γ-годоскопа, на основании которых производились оценки интенсивности.

Всесоюзный научно-исследовательский институт
метрологии им. Д. И. Менделеева
Ленинградский гос. университет им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Учеваткин И., Шестопалова С., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1002 (1957).
2. Dzhelepov B., Shestopalova S., Uchevatkin I., Nucl. phys., 5, 413 (1958).
3. Джелепов Б., Пекер Л., Схемы распада радиоактивных ядер.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1958.
4. Nishida S., Proc. Phys.-Math. Soc. Japan (3), 19, 809 (1937).
5. Devons S., Neary G., Proc. Camb. Phil. Soc., 33, 154 (1937).
6. Bishop G., Wilson R., Halban H., Phys. Rev., 77, 416 (1950).
7. Джелепов Б., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1580 (1957).
8. Чубинский О., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1583 (1957).
9. Джелепов Б., Шестопалова С., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 990 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. К. ВАЛЬТЕР, В. Ю. ГОНЧАР, А. Н. ЛЬВОВ и С. П. ЦЫТКО

ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОЛЕЖАЩИХ УРОВНЕЙ Cl^{33} ПРИ ПОМОЩИ РЕАКЦИИ $S^{32}(p, \gamma)Cl^{33}$

Низколежащие уровни ядра Cl^{33} изучались в работе Мидльтона и др. [1] путем анализа угловых распределений групп нейтронов из реакции S^{32} $(d, n)Cl^{33}$. В этой работе у ядра Cl^{33} были обнаружены уровни с энергиями $0{,}76\pm0{,}07$, (1,89), $2{,}84\pm0{,}06$ и $4{,}44\pm0{,}08$ MeV. Значения спинов и четностей согласно [1] равны: $1/2^+$ для уровня 0,76 MeV и (1/2 или 3/2)$^-$ для уровней 2,84 и 4,22 MeV.

Используя реакцию $S^{32}(p,\gamma)Cl^{33}$, ван-дер-Лейн и Эндт [2] также исследовали низколежащие уровни ядра Cl^{33}. Бомбардируя тонкие мишени ZnS с естественной смесью изотопов серы протонами с энергией от 0,2 до 0,8 MeV, они обнаружили один резонанс при $E_p = 594\pm5$ keV, соответствующий возбужденному уровню Cl^{33} с энергией 2,86 MeV, а также измерили спектры и угловые распределения γ-лучей, соответствующих этому резонансу. В работе приведена схема γ-переходов с уровня 2,86 MeV Cl^{33} и установлено, что квантовые характеристики этого уровня суть $3/2^+$.

В работе Мейергофа и Линдстрома [3] на основании исследования разветвления β-распада Cl^{33} на уровень 2,9 MeV S^{33} последнему приписывается положительная четность. Такая же четность предположительно приписывается и соответствующему уровню зеркального ядра Cl^{33} с энергией возбуждения 2,9 MeV.

Таким образом, для четности уровня 2,9 MeV ядра Cl^{33} имеющиеся данные противоречат друг другу. Ввиду того, что зеркальное ядро S^{33} в этой области энергии возбуждения имеет три уровня, это противоречие можно было бы объяснить наличием весьма близко расположенных уровней ядра Cl^{33} вблизи 2,9 MeV. Для проверки этого предположения нами и было предпринято исследование реакции $S^{32}(p, \gamma)Cl^{33}$ в области энергии возбуждения Cl^{33} 2,9 MeV.

Для ускорения протонов использовался прецизионный электростатический генератор на 4 MeV ФТИ АН УССР, имеющий высокую степень стабилизации ускоряющего напряжения и хорошую моноэнергетичность пучка ускоренных протонов [4].

Использовались тонкие мишени разделенного изотопа S^{32}, полученные путем вбивания ионов S^{32} с энергией 20 keV в танталовую подложку непосредственно в электромагнитном сепараторе [5], а также тонкие мишени естественной смеси изотопов серы, которые приготавливались путем испарения ZnS в вакууме на танталовую подложку. Мишени имели толщину порядка 6 keV и выдерживали ток $10\div15$ μA в течение многих суток работы.

Для измерения выхода γ-лучей использовался сцинтилляционный счетчик с кристаллом CsJ(Tl) $\phi3\times2$ см и дискриминатор со счетной установкой. Порог дискриминатора устанавливался так, что регистрировались γ-лучи с энергией выше 1,5 MeV. Спектры γ-лучей измерялись сцинтилляционным спектрометром с таким же кристаллом CsJ(Tl), описанным в работах [6, 7]. Кроме того, для выявления наличия некоторых линий спектра использовались кристаллы NaJ(Tl) и стильбена.

Измерение β-активности производилось со специальной камерой для мишени, имеющей тонкое окно для выхода β-частиц. После облучения протонами мишень поворачивалась на 180° и устанавливалась против окна. Вылетающие частицы регистрировались сцинтилляционным счетчиком с кристаллом CsJ(Tl) $\phi 3 \times 0{,}2$ см, охватывающим телесный угол порядка одного стерадиана.

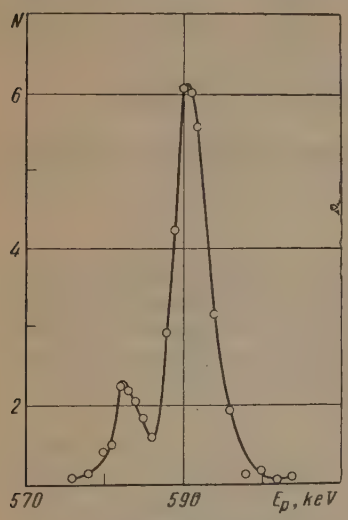


Рис. 1. Резонансы в реакции $S^{32}(p, \gamma)Cl^{33}$

Для изучения углового распределения γ-лучей измерялись спектры при помощи вращающегося от 0 до 150° вправо и влево по отношению к направлению пучка протонов сцинтилляционного γ-спектрометра. Интенсивность γ-лучей данной энергии определялась из площади под тем пиком, который соответствует полному поглощению энергии γ-кванта в кристалле спектрометра. Так как интенсивность исследуемых резонансов была малой, то для каждой точки углового распределения мы производили измерения фоновых спектров. В качестве монитора служил сцинтилляционный счетчик, установленный неподвижно под углом 90° к направлению пучка падающих протонов, а также интегратор тока.

При измерении выхода γ-лучей из мишеней, содержащих S^{32}, обнаружено наличие двух близко расположенных резонансов при $E_p = 583 \pm 0{,}7$ и $590 \pm 0{,}7$ keV (рис. 1). Измерения периода полураспада наведенной активности, соответствующей обоим резонансам, дали значение, равное $2{,}3 \pm 0{,}3$ сек, согласующееся с известным периодом полураспада ядра Cl^{33} [8], рав-

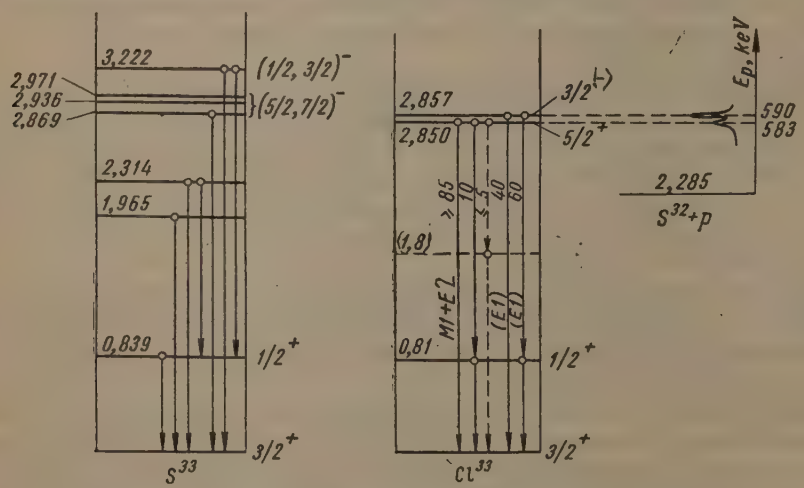


Рис. 2. Схема уровней зеркальных ядер S^{33} и Cl^{33}

ным $2{,}53 \pm 0{,}02$ сек. Наличие наведенной активности с указанным периодом подтверждает то, что оба эти резонанса принадлежат реакции $S^{32}(p, \gamma)Cl^{33}$.

На основании изучения спектров γ-лучей под разными углами с использованием различных кристаллов была установлена схема γ-переходов с двух обнаруженных уровней Cl^{33} с энергиями возбуждения 2,850 и 2,857 MeV, а также определены относительные интенсивности этих переходов (рис. 2).

Угловые распределения γ-лучей из реакции $S^{32}(p, \gamma)\,Cl^{33}$

Переход	Мультипольность	Угловое распределение	Обознач. на рис. 3	E_γ, keV	Экспериментальное угловое распределение
3/2→3/2	Дипольная	$1+0{,}75\cos^2\theta$	*а*	2,857	$1+(0{,}78\pm0{,}03)\cos^2\theta$
	Квадрупольная	Изотропное	*б*		
5/2→3/2	Дипольная	$1-0{,}5\cos^2\theta$	*в*	2,85	$1-(0{,}74\pm0{,}05)\cos^2\theta$
	Квадрупольная	$1-1{,}87\cos^2\theta+2{,}5\cos^4\theta$	*г*		
7/2→3/2	Квадрупольная	$1+3{,}65\cos^2\theta-2{,}74\cos^4\theta$	*д*		
3/2→1/2	Дипольная	$1-0{,}6\cos^2\theta$	Рис. 4	2,05	$1-(0{,}62\pm0{,}10)\cos^2\theta$

Угловые распределения измерялись нами для наиболее интенсивных γ-переходов. Обработкой экспериментальных данных методом наименьших квадратов были получены функции угловых распределений (см. таблицу) для прямых переходов на основное состояние ядра Cl^{33}, а также для перехода с резонансного уровня 2,857 MeV на известный уровень 0,81 MeV. Результаты измерений приведены на рис. 3 и 4.

Сравнение экспериментального углового распределения для перехода в основное состояние с уровня 2,850 MeV с вычисленными (вычис-

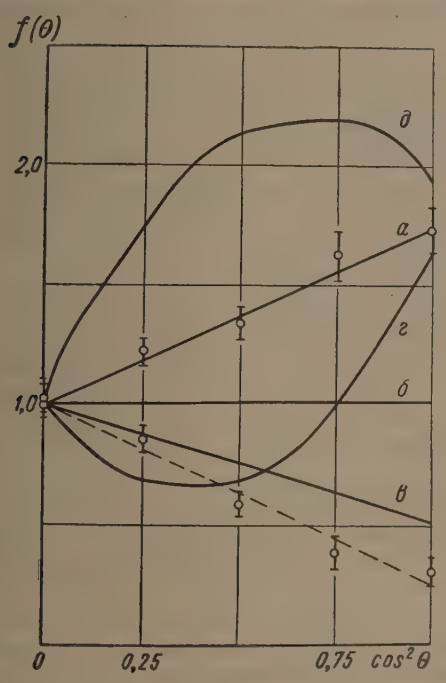


Рис. 3

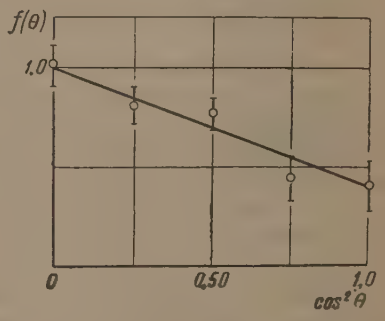


Рис. 4

Рис. 3. Угловое распределение γ-лучей с энергиями 2,850 и 2,857 MeV (см. таблицу)

Рис. 4. Угловое распределение γ-лучей с энергией 2,04 MeV

ления производились в предположении различных значений спина и мультипольностей) показало, что спин этого уровня равен 5/2. Наилучшее согласие с экспериментом получается, если предположить, что характер перехода — дипольный, с небольшой примесью квадрупольного, а отношение амплитуд $E2$ и $M1$ равно 0,12. Из характера перехода и наличия примеси заключаем, что спин и четность уровня 2,850 MeV равны $5/2^+$.

Такое же сравнение произведено для двух других экспериментальных угловых распределений, в результате чего для уровня 2,857 MeV получено значение спина 3/2, а также подтверждено значение спина $1/2^+$ для уровня 0,81 MeV. В обоих случаях имеют место чисто дипольные переходы.

Из сопоставления схем уровней ядер Cl^{33} и S^{33} (рис. 2) можно установить соответствие между уровнями этих зеркальных ядер вблизи энергии возбуждения 2,9 MeV. Так, уровень ядра S^{33}, на который идет β-распад ядра Cl^{33} [3], может иметь спин и четность $5/2^+$ и, таким образом, соот-

ветствовать уровню 2,850 MeV ядра Cl^{33} со спином и четностью $5/2^+$. Второй уровень ядра S^{33} может иметь спин и четность $3/2^-$ и соответствует уровню 2,857 MeV, который имеет спин 3/2 и, по-видимому, также отрицательную четность. В пользу последнего предположения говорят следующие данные.

1. Измеренная нами интенсивность γ-излучения с уровня 2,857 MeV в пять раз превышает интенсивность γ-излучения с уровня 2,850 MeV. Этот факт может быть объяснен различной проницаемостью потенциального барьера из-за различия угловых моментов l_p захватываемого протона. Значение спина и четности $5/2^+$ для уровня 2,850 MeV соответствует значению $l_p = 2$. Так как захват протона на уровень 2,857 MeV происходит с большей вероятностью, то орбитальный момент l_p должен быть меньше двух, т. е. равен 1. Следовательно, при значении спина 3/2 его четность будет отрицательной.

2. Нами найдено, что характер γ-переходов с уровня 2,857 MeV на основное и первое возбужденное состояние Cl^{33} — чисто дипольный; предположение, что эти переходы являются переходами $E1$, дает объяснение этому, так как переходы $M1$ обычно имеют примесь $E2$.

3. В работе [2] уровню 2,86 MeV, имеющему спин 3/2, положительная четность приписана ошибочно вследствие искажения углового распределения γ-лучей от наложения сильно различающихся угловых распределений двух неразрешенных резонансов. Используя угловые распределения, полученные в нашей работе, можно показать, что при определенных условиях наложения двух резонансов могут получаться угловые распределения, аналогичные наблюдавшимся в работе [2].

Предположение о том, что третий уровень ядра S^{33} в указанном выше районе энергии возбуждения [8] имеет спин и четность $(5/2, 7/2)^-$ и, следовательно, $l = 3$, может объяснить отсутствие соответствующего уровня ядра Cl^{33}, который не найден вследствие малой вероятности его возбуждения. β-распад Cl^{33}, имеющего спин и четность основного состояния $3/2^+$, на этот уровень, как и на уровень, имеющий $3/2^-$, должен быть также запрещен.

Таким образом, в настоящей работе дано объяснение разноречивости данных работ [1—3] по вопросу определения четности уровня 2,9 MeV ядра Cl^{33}, а также сделана попытка установить соответствие между уровнями зеркальных ядер S^{33} и Cl^{33} в районе возбуждения 2,9 MeV.

Авторы приносят свою глубокую благодарность М. И. Гусевой на изготовление мишеней, содержащих S^{32}; Е. В. Инопину за постоянный интерес к работе и ценную дискуссию; Ю. П. Антуфьеву и Е. Г. Копанцу, принимавшим участие в измерениях, а также А. А. Цыгикало, Ю. А. Харченко и другим сотрудникам, которые обеспечили прецизионную работу электростатического генератора во время этих измерений.

Физико-технический институт Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Middleton R., El-Bedewi F. A., Tai C. T., Proc. Phys. Soc. A, 66, 95 (1953).
2. Van der Leun C., Endt P. M., Physica, 22, 1234 (1956).
3. Meyerhof W. E., Lindstrom G., Phys. Rev., 93, 949 (1954).
4. Вальтер А. К., Цыгикало А. А., ПТЭ, № 4, 3 (1957).
5. Гусева М. И., ПТЭ, № 5, 112 (1957).
6. Афанасьев Н. Г., Гончар В. Ю., Атомная энергия, 4, № 3, 289 (1958).
7. Афанасьев Н. Г., Гончар В. Ю., Материалы сессии АН УССР по использованию атомной энергии в мирных целях.— Киев, 1958.
8. Muller Th., Gelsema E. S., Endt P. M., Physica, 24, 577 (1958).
9. Holt J. R., Marsham T. N., Proc. Phys. Soc. A, 66, 467 (1953).

Примечание при корректуре. После отправки настоящей статьи в печать авторам стала стала известна опубликованная в журнале Physica, 24, 1095 (1958) работа ван-дер-Лейна и Эндта, в которой подтверждаются существование и квантовые характеристики двух найденных нами уровней ядра Ce^{33}.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. К. ВАЛЬТЕР, А. С. ДЕЙНЕКО, И. Я. МАЛАХОВ, П. В. СОРОКИН и А. Я. ТАРАНОВ

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ И РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ ПРОТОНОВ ЯДРАМИ N^{14}

Введение

Исследование упругого рассеяния протонов ядрами N^{14} позволяет изучать уровни ядра O^{15} с энергией возбуждения более 7 MeV. Вследствие того, что ядро O^{15} лишь на один нуклон отличается от дважды магического ядра O^{16}, уровни его с энергиями возбуждения выше 7 MeV расположены достаточно редко. Это в ряде случаев позволяет при анализе резонансов, наблюдающихся в сечении упругого рассеяния, пользоваться формулами для изолированного уровня.

Упругое рассеяние протонов ядрами N^{14} изучалось в ряде работ [1—7]. Реакция $N^{14}(p\gamma)$ изучалась в работе [8]. Полученные в этих работах результаты приведены в табл. 1. В графе 1 указаны значения резонансных энергий, в графе 2 — ширины соответствующих уровней, в графе 3 — значения спинов и четностей уровней, полученные в результате фазового анализа.

Из этой таблицы видно, что для энергий протонов, меньших 2 MeV, сечение упругого рассеяния изучено довольно подробно. Достаточно точно определено положение резонансов и ширин соответствующих уровней. Имеются сведения о спинах и четностях уровней, хотя непротиворечивые результаты получены лишь для уровня, соответствующего резонансу при 1,55 MeV.

Таблица 1

Характеристики возбужденных уровней ядра O^{15}

E_R, keV	Γ, keV	I, π
1060 [2, 4] 1050 [5], 1054±3 [6], 1064 [8]	3±1 [6], 4,8±1 [8]	$^1/_2{}^+$ [4], $3/2^+$ [6]
1550 [1, 2], 1530 [3], 1554 [4], 1540 [5], 1544±6 [6], 1557 [7], 1550±20 [8]	34±4 [2], 50±20 [8]	$^1/_2{}^+$ [3, 4, 6]
1740 [1, 4], 1720 [3], 1730 [5], 1737±4 [6], 1748±5 [8]	4±1 [6], 11±3 [8]	$3/2^-$ [3], $3/2^-$, $5/2^-$ [4], $\leqslant 5/2$ [6]
1805 [1], 1803 [4], 1799±5 [6], 1815±4 [8]	4±1 [6], 7±1,5 [8]	$3,2^-$, $5/2^-$ [4], $3/2^-$, $1/2^-$ [6]
2360 [1], 2320 [5], 2356±8 [8]	14±4 [8]	
2490 [1], 2450 [5], 2489±7 [8]	11±3 [8]	
3200 [1], 3130 [5]		
3400 [1], 3330 [5]		
2300 [7], 2600±50 [8]	500 [7], 1270±50 [8]	$^1/_2{}^+$ [7], $^1/_2{}^+$, $3/2^+$ [8]

В области энергий, больших 2 MeV, в результате измерения сечения упругого рассеяния определено лишь положение резонансов [1, 7]. Сведения о ширинах уровней, их четностях и спинах отсутствуют, за исключением уровня, соответствующего широкому резонансу при 2,3 MeV [7]. Ширины резонансов 2360 и 2490 keV определены при помощи реакции $N^{14}(p\gamma)$ [1].

В настоящей работе исследовалось сечение упругого рассеяния p — N^{14} в области энергий 1,7÷3,5 MeV.

Методика измерений

Схема использованного в измерениях прибора показана на рис. 1. Пучок протонов, ускоренных электростатическим генератором ФТИ АН УССР, анализировался магнитом с углом отклонения 90° и через диафрагмы A и B диаметрами 2 и 2,5 мм, соответственно, попадал в камеру рассеяния, наполненную азотом при давлении 5 мм рт. ст. Объем камеры отделялся от ускорительной трубки слюдяной фольгой толщиной

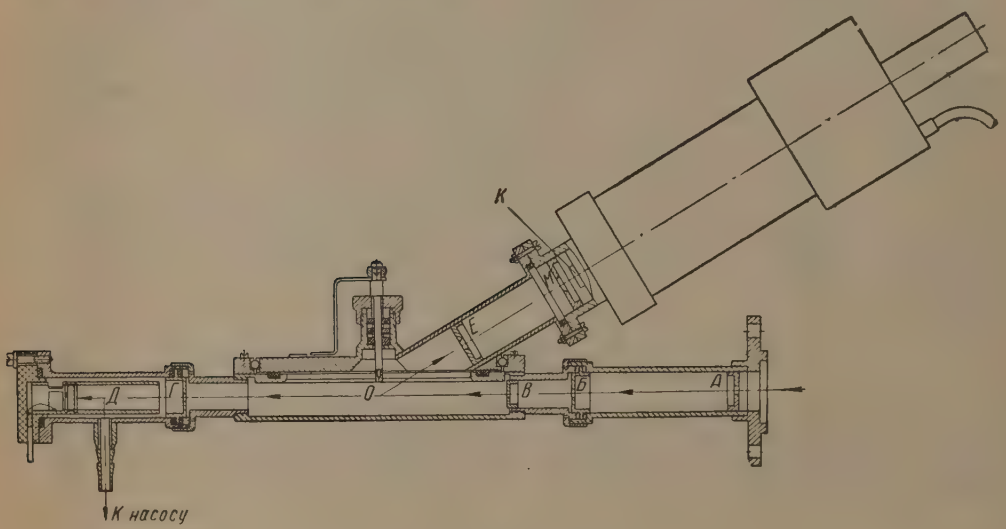


Рис. 1. Схема прибора

2 μ, наклеенной на диафрагму $Б$ диаметром 4 мм. Для предохранения от разрушения пучком протонов фольга покрывалась полупрозрачным слоем алюминия, нанесенным посредством испарения Al в вакууме.

Число протонов, прошедших через камеру, измерялось при помощи Фарадеева цилиндра $Д$ и интегратора тока. Объем, где помещался Фарадеев цилиндр, отделялся от камеры рассеяния алюминиевой фольгой толщиной 5 μ, наклеенной на диафрагму $Г$ диаметром 15 мм. При помощи масляного диффузионного насоса здесь создавалось разрежение 10^{-6} мм рт. ст.

Для устранения возможных загрязнений мишени в течение эксперимента азот непрерывно протекал через камеру. Это достигалось при помощи капилляра и масляного затвора, подобранных таким образом, чтобы при потоке газа 10 $см^3$ в час в камере поддерживалось давление 5 мм рт. ст.

Протоны, рассеянные ядрами мишени и прошедшие через щель $Е$ размерами 3 × 15 $мм^2$ и диафрагму $М$ диаметром 4 мм, регистрировались при помощи кристалла $К$ CsJ(Tl) толщиной 0,5 мм и фотоумножителя ФЭУ-25. Для предохранения фотоумножителя от света, возникающего в камере при ионизации газа проходящим пучком протонов, поверхность кристалла покрывалась тонким слоем алюминия, нанесенным методом

испарения Al в вакууме. Расстояние OM, на середине которого помещалась диафрагма E, составляло 120 мм. При указанной геометрии телесный угол составлял $8{,}6 \cdot 10^{-4}$ Sr. Эффективная толщина мишени

$$d = \frac{6}{\sin\theta} \text{ мм}$$

(θ — угол рассеяния) не превосходила 12 мм. Конструкция камеры позволяла изменять угол рассеяния от 30 до 150° в лабораторной системе координат, не нарушая вакуума. Подробное описание конструкции камеры дано в работе [9].

Результаты измерений и их обсуждение

Сечение упругого рассеяния протонов ядрами N^{14} измерялось под углами 54, 90, 125, 141 и 154° в системе центра масс в интервале энергий протонов 1,7÷3,5 MeV. Первые четыре угла выбирались из тех соображений, что для каждого из них один из первых полиномов Лежандра в выражении для сечения рассеяния равен нулю. Это обстоятельство в значительной мере облегчает фазовый анализ данных по упругому рассеянию.

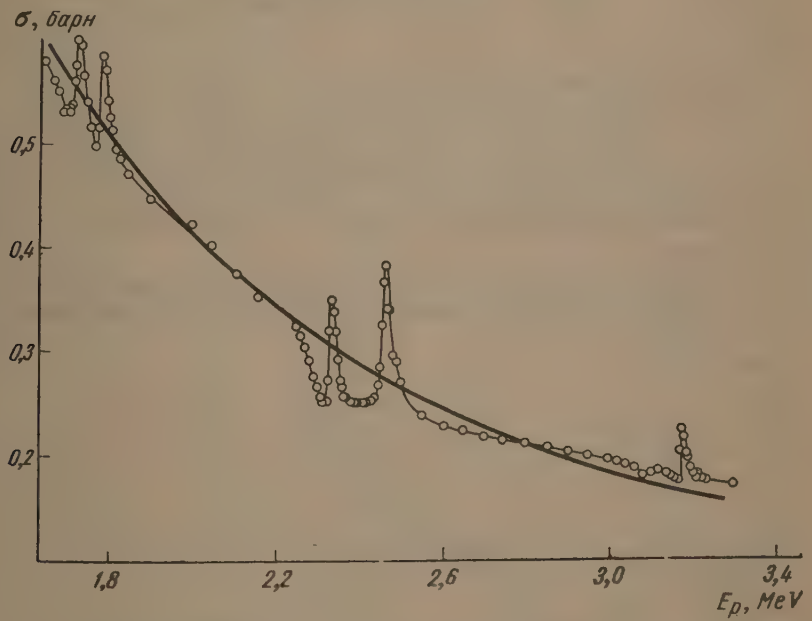


Рис. 2. Сечение упругого рассеяния $p - N^{14}$ под углом $\theta_{ц.м} = 54°$. Жирной линией показано сечение резерфордовского рассеяния

Результаты измерений показаны на рис. 2—6 кружками (жирными линиями представлены сечения резерфордовского рассеяния). В области резонансов измерения производились с шагом по энергии 4 keV. Статистическая точность в каждой точке составляла 2%. Для определения абсолютного значения сечения рассеяния полученные нами относительные величины сопоставлялись с результатами измерения сечения под углом 154° в интервале энергий 1,6÷1,7 MeV, взятыми из работ [6, 7]. Поскольку статистическая точность наших измерений не превосходила 2%, ошибка в абсолютном сечении определялась точностью использованных для калибровки данных и составляла 5—6%.

Из приведенных кривых видно, что в исследованном интервале энергий в сечении рассеяния наблюдаются шесть узких резонансов и один широкий с $\Gamma = 300$ keV при $E_p = 2{,}4$ MeV. Из полученных результатов

не представляется возможным надежно определить ширины уровней, соответствующих узким резонансам. Действительно, при прохождении протонов через входное окно и слой газа к месту рассеяния моноэнергетичность протонов в значительной степени ухудшается вследствие флук-

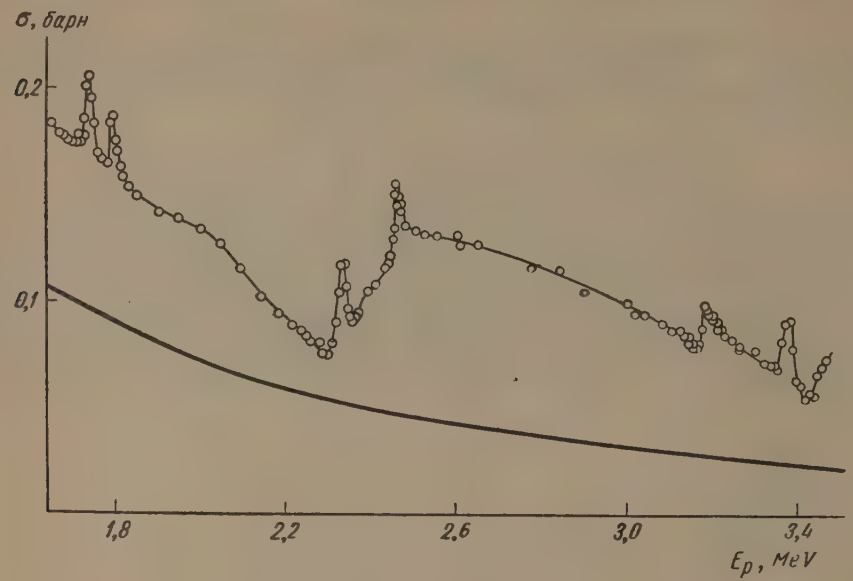


Рис. 3. То же, что на рис. 2, при $\theta_{ц.м} = 90°$

туаций в потерях энергии. Это приводит к притуплению и уширению узких резонансов.

При фазовом анализе экспериментальных данных, полученных в условиях, когда ширина уровня Г меньше разброса ΔE в падающем пучке

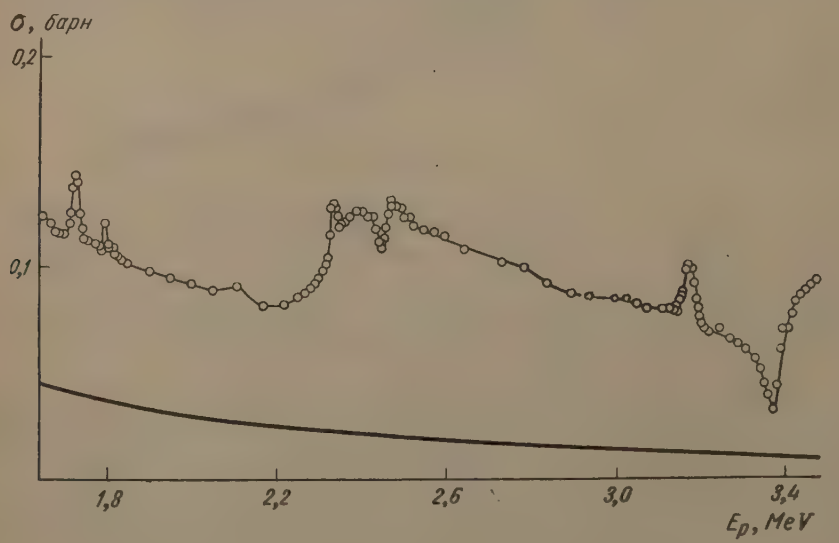


Рис. 4. То же, что на рис. 2, при $\theta_{ц.м} = 125°$

протонов, также появляются дополнительные трудности, так как сопоставление экспериментальных данных с расчетными требует усреднения последних по интервалу ΔE, величина которого остается неопределенной.

Чтобы определить ширины уровней, уточнить значения резонансных энергий протонов и оценить моноэнергетичность пучка в опытах по рассеянию, мы изучали реакцию $N^{14}(p\gamma)$. Мишень была изготовлена методом

вбивания ионов N^{14} с энергией 20 keV, выделенных электромагнитным сепаратором, в танталовую подложку толщиной 0,5 мм. Выход γ-лучей измерялся при помощи кристалла CsJ(Tl) диаметром 30 мм и высотой 20 мм и фотоумножителя ФЭУ-19. Уровень дискриминации на выходе

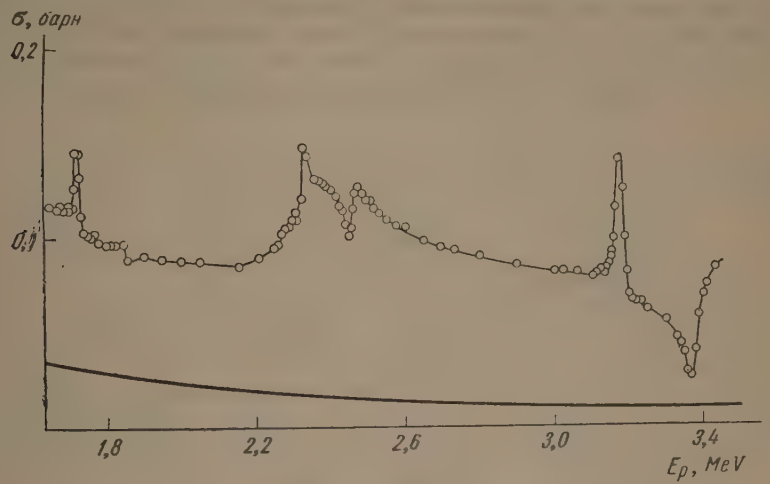


Рис. 5. То же, что на рис. 2, при $\theta_{\text{ц.м}} = 141°$

усилителя устанавливался таким, что схема регистрировала γ-лучи с энергиями, большими 1,5 MeV.

Толщина мишени определялась при помощи измерения ширины резонанса ($p\gamma$) при энергии протонов 1,054 MeV. Согласно данным ра-

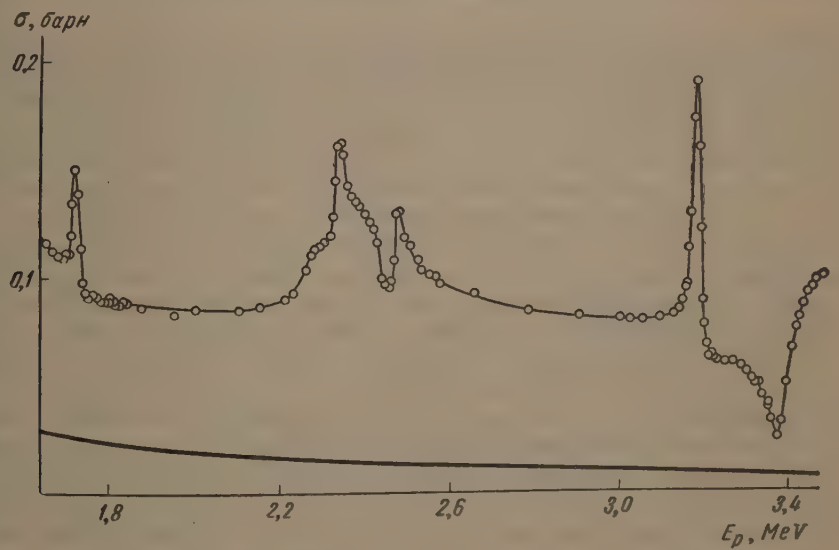


Рис. 6. То же, что на рис. 2, при $\theta_{\text{ц.м}} = 154°$

бот [6, 8], ширина этого резонанса $\Gamma = 3{,}5$ keV. Экспериментальная ширина резонанса $\Gamma_{\text{эксп}}$ в наших измерениях оказалась равной $7{,}5 \pm 0{,}5$ keV. Поскольку моноэнергетичность в падающем пучке протонов составляла 0,05%, наблюдающееся уширение резонанса связано только с толщиной мишени. Наблюдаемая на опыте ширина равна

$$\Gamma_{\text{эксп}} = \sqrt{d^2 + \Gamma^2};$$

отсюда получаем, что для $E_p = 1$ MeV, $d = 6{,}6$ keV.

Относительный выход γ-лучей измерялся с той же мишенью в районе резонансов 1,8; 2,35 и 2,48 MeV, наблюдающихся в сечении упругого рассеяния p — N^{14}. Результаты эксперимента представлены на рис. 7 и 8 точками. Сплошными линиями показаны кривые, вычисленные по формуле Брейта — Вигнера при указанных значениях резонансных энергий и ширин. Используя результаты определения толщины мишени для энергии протонов $E_p = 1$ MeV и предполагая, что потери энергии протонов в мишени изменяются, как $\frac{1}{E_p}$, получаем, что толщина мишени для $E_p =$

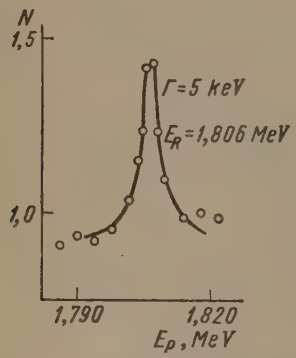


Рис. 7

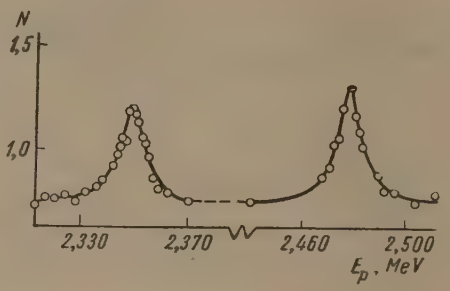


Рис. 8

Рис. 7. Резонанс $N^{14}(p\gamma)$ при энергии $E_p = 1{,}806$ MeV ($\Gamma = 5$ keV). Сплошной линией обозначена кривая, вычисленная по формуле Брейта — Вигнера

Рис. 8. То же, что на рис. 7, при $E_p = 2{,}350$ MeV, $\Gamma = 11{,}3$ keV и $E_p = 2{,}478$MeV, $\Gamma = 9{,}7$ keV

$= 1{,}8$ MeV и 2,4 MeV равна соответственно 3,7 и 2,7 keV. Учет поправки на толщину мишени приводит к следующим значениям ширин: 3,7; 11 и 9,3 keV для резонансов 1,806; 2,350 и 2,478 MeV, соответственно.

Вследствие сильного увеличения фона исследование реакции $N^{14}(p, \gamma)$ в окрестностях резонансных энергий 3,20 и 3,40 MeV не производилось.

Если теперь сопоставить измеренные ширины с соответствующими величинами для резонансов в сечении упругого рассеяния, то можно определить немоноэнергетичность ΔE в падающем пучке протонов. Оказалось, что ΔE практически не зависит от энергии протонов и равна ± 8 keV. Полученные таким способом сведения о моноэнергетичности пучка протонов позволили определить ширины уровней, проявляющихся в сечении упругого рассеяния, при 3,2 и 3,4 MeV. Ширины оказались равными 17 ± 4 и 40 keV, соответственно.

Сравнивая энергию протонов на выходе электростатического генератора, при которой наблюдается резонанс в сечении упругого рассеяния, с соответствующей величиной, наблюдающейся в реакции $N^{14}(p\gamma)$, мы определили потери энергии при прохождении протонов через входное окно и слой газа к месту рассеяния. Для $E_p = 1{,}8$ и 2,5 MeV потери составляли соответственно 64 и 52 keV. Полученные величины оказались на 12 keV меньше вычисленных по известным формулам для ионизационных потерь. Сравнение расчетных и экспериментальных значений потерь энергии оказалось необходимым при определении положения уровней, соответствующих двум последним резонансам.

Так как потери энергии в газе не превосходили 5 keV, то наблюдающиеся в опытах по рассеянию потери энергии протонов и связанный с ними разброс ΔE практически целиком обусловливаются наличием входного окна.

Полученные нами результаты исследования уровней ядра O^{15} приведены в табл. 2. В первой строке указаны найденные значения резонанс-

ных энергий, во второй и третьей — ширины и энергии возбуждения уровней.

Из сравнения таблиц 1 и 2 видно, что наилучшее совпадение полученных нами результатов по измерению положения резонансов наблюдается с данными работы [1]. Ширины уровней, соответствующих резонансам при 1,744 и 1,806 MeV, практически совпадают с результатами работы [6], а ширины уровней, соответствующих резонансам при 2,350 и 2,478 MeV, хорошо согласуются с данными работы [8].

Таблица 2

E_R, keV	1744±2	1806±2	2350±27	2400±50	2478±2	3200±10	3390±10
Γ, keV	≤3,5	3,7±0,5	11,0±0,5	300±50	9,3±0,5	17±4	∼40
E, MeV	8,975	9,033	9,540	9,59	9,660	10,33	10,51

Фазовый анализ широкого резонанса при энергии 2,4 MeV, проведенный методом, описанным в работе [10], позволил установить его S-волновой характер. Однако этот анализ не дал достаточных оснований для того, чтобы приписать рассматриваемому уровню определенный спин ($1/2^+$ или $3/2^+$). Анализ этого резонанса сильно затруднен наличием двух накладывающихся на него резонансов при 2,350 и 2,478 MeV, а также тем обстоятельством, что при энергиях протонов, больших 2 MeV, заметный вклад в сечение вносит нерезонансное рассеяние с $l>0$.

Вклад потенциального рассеяния с $l>0$ является, по-видимому, также основной причиной неудачи попыток объяснить поведение сечения рассеяния вне резонансов. Указанная причина создает большие трудности при фазовом анализе узких резонансов. Так, например, однозначное определение спина уровня в этих условиях оказывается трудно осуществимой задачей.

Авторы выражают благодарность М. И. Гусевой за приготовление мишени N^{14} на электромагнитном сепараторе, А. А. Цыгикало, Ю. А. Харченко и персоналу, обслуживающему электростатический генератор.

Физико-технический институт
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Bolmgren C. R., Freier G. D., Likely J. G., Famularo K. F., Phys. Rev., **105**, 219 (1957).
2. Webb T. S., Li C. W., Fowler W. A., Phys. Rev. A, 92, 1084, (1953).
3. Gove H. E., Ferguson A. J., Sample J. T., Phys. Rev. A, **93**, 928 (1954).
4. Tautfest G. W., Rubin L., Phys. Rev., **103**, 196 (1956).
5. Bashkin S., Physica, **22**, 1124 (1956).
6. Hagedorn F. B., Moser F. S., Webb T. S., Fowler N. A., Lauritsen C. C., Phys. Rev., **105**, 219 (1957).
7. Ferguson A. J., Bull. Amer. Phys. Soc., **3**, *1*, 26 (1958).
8. Duncan D. B., Perry J. E., Phys. Rev., **53**, 447 (1951).
9. Вальтер А. К., Сорокин П. В., Таранов А. Я., Тр. Харьк. гос. ун-та, **7**, 98 (1958).
10. Christy R. F., Physica, **22**, 1009 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. К. ВАЛЬТЕР, И. Я. МАЛАХОВ, П. В. СОРОКИН и А. Я. ТАРАНОВ

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ ЯДРАМИ Ar^{40}

Исследование упругого рассеяния протонов ядрами Ar^{40} позволяет изучать уровни ядра K^{41} с энергиями возбуждения выше 8 MeV, так как энергия связи протона в ядре K^{41} составляет 7,84 MeV. Следует ожидать, что при таких энергиях возбуждения расстояние между уровнями будет порядка 10 keV [1]. По этой причине исследование уровней ядра K^{41} требует хорошего разрешения по энергии.

В отличие от рассеяния протонов на легких ядрах, в сечения рассеяния p — Ar^{40} большой вклад вносит чисто кулоновское рассеяние. Однако этот вклад все же недостаточно велик, чтобы скрыть эффекты, связанные с наличием уровней. Легко показать, что амплитуды кулоновского и ядерного рассеяния под углами, большими 90°, для энергий протонов свыше 2 MeV примерно равны, а это означает, что в сечении рассеяния p — Ar^{40} могут наблюдаться большие резонансы.

В работе [2] в сечении упругого рассеяния p — Ar^{40}, измеренном под углом 154°, обнаружено два сильных резонанса при энергиях 1,9 и 2,48 MeV. Для резонансных энергий измерены угловые распределения рассеянных протонов. Однако полученные в этой работе результаты недостаточны для окончательных выводов о спинах и четностях уровней, с которыми связаны обнаруженные резонансы. Для этого необходимо измерение сечений рассеяния под несколькими углами при различных энергиях протонов. В настоящей работе сечение упругого рассеяния p — Ar^{40} измерялось под углами 90, 125 и 150° в системе ц. м. в интервале энергий 1,7—2,7 MeV.

Методика и результаты измерений

Измерение сечения рассеяния p — Ar^{40} производилось при помощи прибора, описанного в работе [3]. В качестве мишени использовался газообразный аргон естественного изотопического состава (99,6% Ar^{40}). Давление в камере поддерживалось равным 5 мм рт. ст. Как следует из работы [3], немоноэнергетичность попадающего на мишень пучка протонов связана с прохождением его через входное окно камеры рассеяния; она составляла ± 8 keV. Указанная величина определяла энергетическое разрешение резонансов в данном эксперименте.

Относительное сечение рассеяния p — Ar^{40} измерялось в интервале энергий 1,7—2,7 MeV под углами 90, 125 и 150° в системе ц. м. В области резонансов измерение производилось с шагом по энергии 4 keV. Статистическая ошибка для каждой точки была не более 1%.

Тщательное исследование сечения производилось также в окрестности порога реакции $Ar^{40}(pn)$, равного 2,37 MeV [4], где согласно работе [5], может наблюдаться аномалия шириной около 20 keV. Абсолютная величина сечения определялась по его отношению к сечению под углом 60°; последнее следует закону Резерфорда.

Результаты измерений показаны на рис. 1, 2 и 3 кружками. Жирной линией изображено резерфордовское сечение рассеяния. Из рисунков видно, что в сечении упругого рассеяния p — Ar^{40} наблюдается два сильных резонанса при энергиях протонов 1,86 и 2,45 MeV и ряд резонансов

при энергиях, больших 2,5 MeV. Вне резонансов сечение рассеяния p — Ar^{40} под углами 90° и 125° практически не отличается от резерфордовского; под углом 150° оно приблизительно на 10% больше последнего.

В окрестности порога реакции $Ar^{40}(pn)$ не обнаружено аномалии с относительным изменением сечения более чем на 5%. Так как экспериментальные ширины наблюдаемых резонансов сравнимы с энергетическим разрешением в данном опыте, то у нас не было возможности надежно определить ширины уровней. Оценки показали, что они, по-видимому, меньше 10 keV.

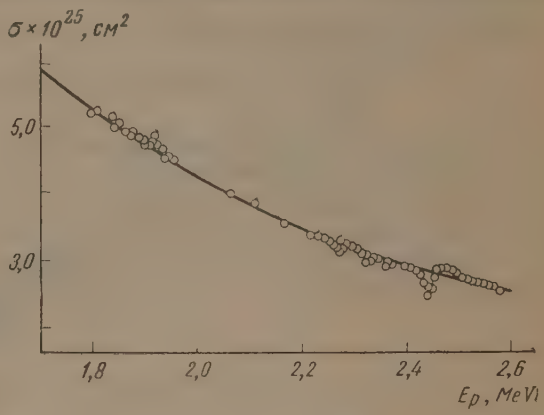


Рис. 1. Сечение упругого рассеяния p — Ar^{40} под углом $\theta_{л.м} = 90°$

Обсуждение результатов

На рис. 3 видно расщепление резонанса при 1,86 MeV. Это означает, что он связан во всяком случае не менее чем с двумя уровнями ядра K^{41}. Фазовый анализ таких резонансов представляет большие трудности. Если предположить, однако, что форма наблюдаемого резонанса обусловливается в основном свойствами одного уровня, то можно, пользуясь описанным в работе [6] методом, показать, что форма для резонанса при

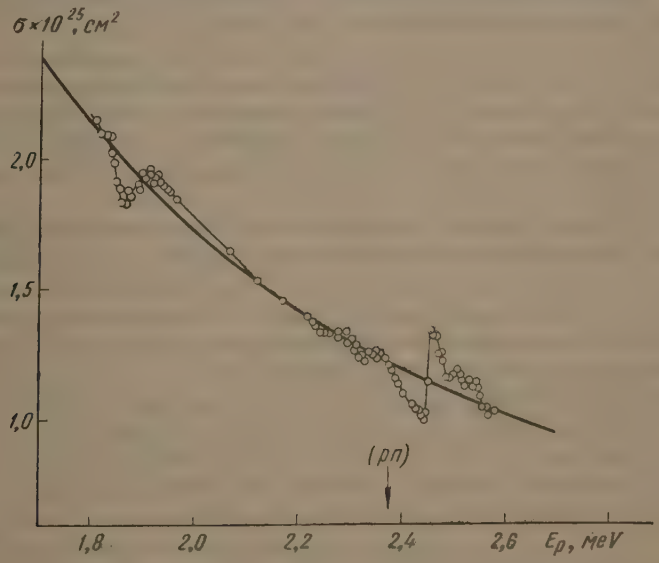


Рис. 2. То же, что на рис. 1, при $\theta_{л.м.} = 125°$

1,86 MeV качественно воспроизводится для $l = 1$. Форма резонанса с энергией 2,45 MeV при том же предположении, аналогичным образом воспроизводится для $l = 0$. Это означает, что в резонанс при 1,86 MeV основной вклад вносит уровень со спином $1/2^-$ или $3/2^-$, а в резонанс при 2,45 MeV — $1/2^+$.

Количественное сравнение экспериментальных кривых с расчетными не представляется возможным. Это связано с тем обстоятельством, что ширины уровней в данном случае остаются неопределенными, а также

с тем, что практически невозможно учесть вклад от интерференции с соседними резонансами.

Отсутствие аномалии в сечении рассеяния p — Ar^{40}, которую с определенностью можно было бы связать с наличием порога реакции $Ar^{40}(pn)$, по-видимому, можно объяснить, используя результаты работы [5], согласно которой величина ожидаемой аномалии пропорциональна сечению

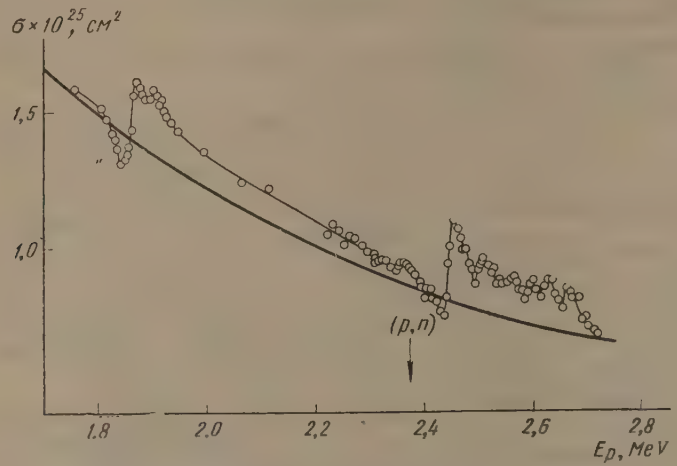


Рис. 3. То же, что на рис. 1, при $\theta_{ц.м} = 150°$

неупругого рассеяния. Для случая $Ar^{40}(pn)$ $\sigma_{неупр}$ вблизи порога должно быть мало. Действительно, из закона сохранения полного момента и четности в реакции $Ar^{40}(pn)K^{40}$ (K^{40} — в основном состоянии) следует, что указанная реакция может осуществляться лишь протонами с орбитальными моментами $l = 3$ и $l = 5$. Поэтому выход нейтронов, соответствующих основному состоянию K^{40}, будет чрезвычайно мал. Этот вывод получил экспериментальное подтверждение в работе [4], где не была обнаружена нулевая группа нейтронов при бомбардировке Ar^{40} протонами в широком интервале энергий.

В таком случае следует ожидать появления аномалии при энергии 2,4 MeV, которая соответствует порогу для первого возбужденного состояния ядра K^{41}. Но, как видно из рис. 2 и 3, в непосредственной близости от порога сечение рассеяния резко меняется из-за наличия резонанса при 2,45 MeV. Этого влияния, по-видимому, достаточно, чтобы скрыть аномалию, связанную с порогами реакции (pn).

По числу наблюдаемых резонансов при энергиях, больших 2,4 MeV, произведена оценка среднего расстояния между уровнями ядра K^{41} при энергии возбуждения 10 MeV. Если предположить, что каждый резонанс соответствует одному уровню, то среднее расстояние между уровнями оказывается равным 20 keV. Это значение согласуется с результатами работы [2], а также [1], где для среднего расстояния между уровнями ядра Ca^{40} при энергиях возбуждения 12,3 MeV получена величина 16 keV

Физико-технический институт
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Preston R. S., Schiffer J. P., Lee L. L., Rosenzweig N., Bull. Amer. Phys. Soc., **3**, 7, 380 (1958).
2. Freier G. D., Famularo K. F., Zipoy D. M., Leigh J., Phys. Rev., **110**, 446 (1958).
3. Вальтер А. К., Дейнеко А. С., Малахов И. Я., Сорокин П. В., Тараков А. Я., Изв. АН СССР, см. этот номер журнала, стр. 839.
4. Holland R. E., Lynch F. J., Kineo Tsukado, Bull. Amer. Phys. Soc., **3**, 2, 103 (1958).
5. Базь А. И., Ж. эксперим. и теор. физ., **33**, 923 (1957).
6. Laubenstein R. A., Laubenstein M. J. W., Phys. Rev., 84, 18 (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. К. ВАЛЬТЕР, И. И. ЗАЛЮБОВСКИЙ, В. А. КЛЮЧАРЕВ и В. А. ЛУЦИК

О ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЯХ Ga^{67} и Ga^{68}

Ранее мы сообщали [1] о предварительных результатах по изучению энергетических состояний Ga^{67}. В настоящей работе мы провели тщательное исследование γ-излучения, возникающего в результате реакций $Zn^{66}(p, \gamma)\,Ga^{67}$; $Zn^{67}(p, n\gamma)\,Ga^{67}$ и $Zn^{67}(p, \gamma)\,Ga^{68}$, используя сцинтилляционный γ-спектрометр. В работе также изучался распад Ga^{67}. Протоны ускорялись электростатическим генератором на 4 MeV ФТИ АН УССР. Энергия протонов изменялась от 1,6 до 3,4 MeV.

Результаты измерений

Результаты измерения энергий наблюдаемых γ-линий и сравнение с результатами других работ приведены в табл. 1; γ-спектры представлены на рис. 1, 2 и 3.

При изучении γ-спектра в области 172—188 keV при облучении мишени Zn^{67}* установлено смещение γ-пика в сторону меньших энергий при увеличении энергии протонов от 1,8 до 2,5 MeV. Причина этого смещения состоит в следующем: при энергии протонов ниже 1,96 MeV, когда еще не возбуждается состояние Ga^{67} с энергией 172 keV, наблюдается γ-излучение с энергией 188 keV, возникающее в результате реакции $Zn^{67}(p, \gamma)\,Ga^{68}$ и 182 keV из реакции $Zn^{67}(p,p'\gamma)$. При увеличении энергии протонов появляются γ-лучи 172 keV Ga^{67}. При энергии протонов выше 2,1 MeV появляется интенсивное γ-излучение в области 120—240 keV, как результат взаимодействия нейтронов из реакции $Zn^{67}(p, n)\,Ga^{67}$ со сцинтиллятором. γ-спектр этого взаимодействия сложный и может быть учтен путем измерения потока нейтронов из мишени Zn^{67} и сравнения

Таблица 1

Энергии γ-лучей (в keV), возникающих при бомбардировке мишеней из Zn^{66} и Zn^{67}

№ п/п	[3]		[4]		Наши данные			
	(p, n)				мишень Zn^{67}			Zn^{66}
	Ga^{67}	Ga^{68}	$Ge^{67} \to Ga^{67}$	$Ga^{67} \to Zn^{67}$	Zn^{67}	Ga^{68}	Ga^{67}	Ga^{67}
1				90—92	90—92			
2						(122±3)		
3		188±8	170	182	182	188±4	(172)	172±3
4				296	296			
5	357±12	342±10		388	(388)		359±3	359±3
6						510±10	510±10	510±10
7		574±13				580±15		
8	850±20					830±15	820±10	820±10
9				880	880		905±10	900±20
10							1205±15	1200±20
11	1540±20						1420±20	

* Изотопический состав мишеней приведен в табл. 2.

его с потоком нейтронов той же энергии из мишени, для которой в этой области нет других γ-линий, кроме вызываемых нейтронами в сцинтилляторе.

Мы использовали реакцию $Co^{59}(p, n)$ Ni^{59}, порог которой равен 1,86 MeV. На рис. 4 приведен γ-спектр от взаимодействия нейтронов со сцинтиллятором NaJ(Tl). Так как γ-линия 58 keV обусловлена реакцией $J^{127}(n, n'\gamma)$ [2], она может служить мерой интенсивности нейтронного потока определенной энергии. Сравнивая интенсивности этой γ-линии в спектрах Zn^{67} и Co^{59} (рис. 1, 4), а также учитывая большую полуширину γ-линий 163 keV (рис. 4), можно заключить, что заметного смещения пика в случае Zn^{67} не должно наблюдаться, хотя вклад в полную интенсивность от нейтронного взаимодействия значительный. Мы не ста

Таблица 2

Изотопический состав мишеней в %

	Zn^{64}	Zn^{66}	Zn^{67}	Zn^{68}	Zn^{70}
Zn^{66}	2,1	96,7	0,4	0,6	>0,1
Zn^{67}	3,5	15,5	71,4	8,8	0,8

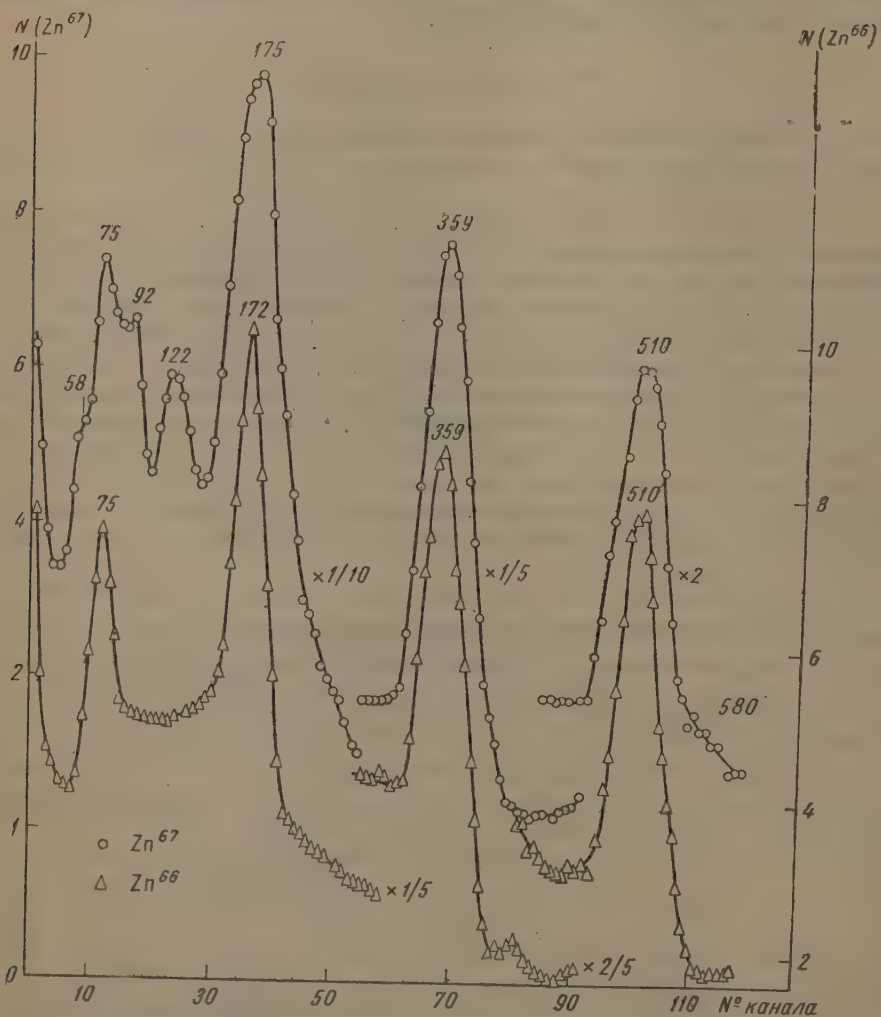


Рис. 1. Низкоэнергетичная часть спектра γ-лучей, возникающих при облучении протонами с энергией 2,5 MeV мишеней Zn^{66} и Zn^{67}

вили задачи о вычитании этого фона, так как, помимо него, надо вычитать еще вклад реакций $Zn^{67}(p, p'\gamma)$ с $E_\gamma = 182$ keV, $Zn^{67}(p, \gamma)$ Ga^{68} с $E_\gamma = 188$ keV и $Zn^{66}(p,\gamma)$ Ga^{67} с $E_\gamma = 172$ keV (чтобы построить функ-

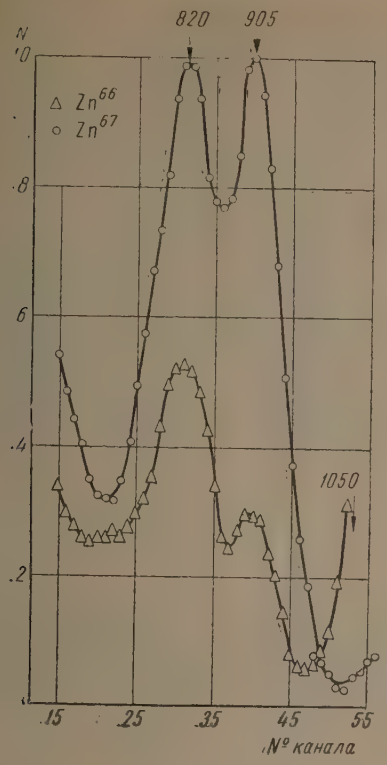


Рис. 2

Рис. 2. Спектры γ-лучей, возникающих при облучении протонами с энергией 3,0 MeV мишеней Zn^{66} и Zn^{67}

Рис. 3. Высокоэнергетичная часть спектра γ-лучей, возникающих при облучении протонами с энергией 3,4 MeV мишеней Zn^{66} и Zn^{67}. В правом верхнем углу приведена функция возбуждения для γ-линий 1205 и 1420 keV

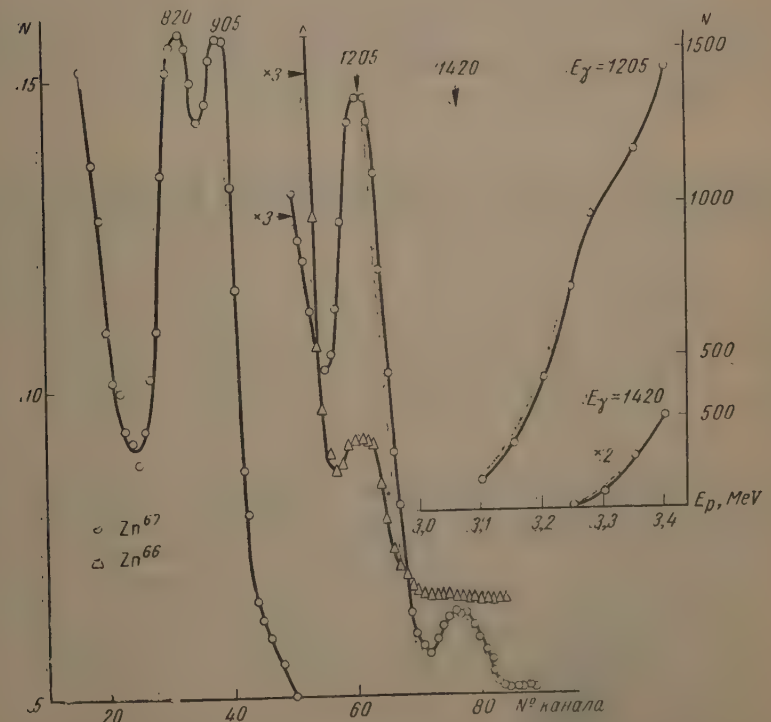


Рис. 3

цию возбуждения для квантов $E_\gamma = 172$ keV, возникающих в реакции $Zn^{67}(p, n\gamma)\,Ga^{67}$). Мы установили, что вклад от реакции $Zn^{66}(p, \gamma)\,Ga^{67}$ составлял менее 5% от суммарной интенсивности γ-излучения в области 172—188 keV, связанной с основным изотопом. Поэтому смещение γ-пика с увеличением энергии протонов можно объяснить только присутствием γ-излучения с энергией 172 keV, которое возникает вследствие реакции $Zn^{67}(p, n\gamma)\,Ga^{67}$.

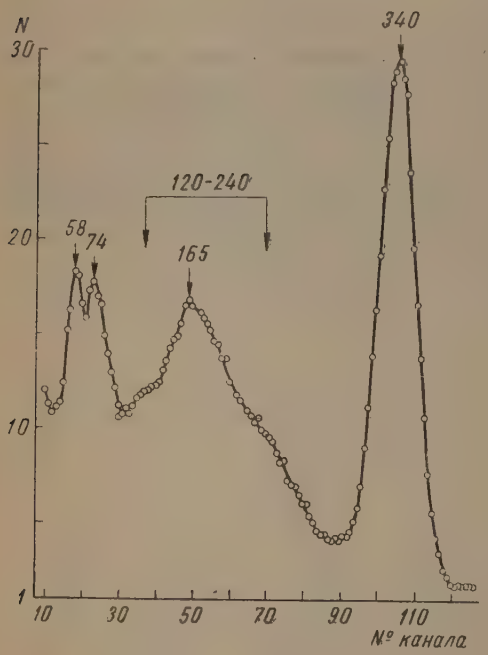


Рис. 4. Низкоэнергетичная часть γ-спектра, связанная с взаимодействием нейтронов с веществом сцинтиллятора (кроме γ-линий 74 и 340 keV). Результаты получены при облучении Co^{59} протонами с энергией 2,5 MeV

При изучении реакции $Zn^{68}(p,n)\,Ga^{68}$ Чепмен и др. [3] обнаружили нейтронную группу, соответствующую возбужденному состоянию ядра Ga^{68} с энергией 342 keV. Нам не удалось наблюдать γ-линию подобно энергии в результате реакции $Zn^{67}(p, \gamma)\,Ga^{68}$, на фоне γ-линий 359keV из реакции $Zn^{66}(p,\gamma)\,Ga^{67}$ и 388 keV из реакции $Zn^{67}(p,p'\gamma)$. Существование γ-линии 388 keV из последней реакции связано с существованием линии 296 keV, которая наблюдалась нами и соответствует каскадному переходу с уровня 388 keV через уровень 92 keV у Zn^{67} (рис. 5, табл. 3).

Таблица 3

Соотношение интенсивностей γ-квантов, испускаемых при распаде $Ga^{67} \rightarrow Zn^{67}$

E_γ, keV	90	92	182	210	296	388	Остальные
Наши данные	—	100	40±3	—	24±3	9,5±1	—
[5]	7,0±0,5	93±0,5	44,1±3	3,0±0,8	27,5±1	9,7±1	1
[6]	6,8	93,2	75,6	1,9	50,4	12,1	2,5
[7]	—	100	34	3,2	19,4	4,8	—
[8]	5±1	95±1	53,5±5	5,5	49±6	15±3	1,6

В нашей предыдущей работе [1] было сделано предположение о возможности существования уровня 850 keV у Ga^{67}, который разряжался посредством каскадного перехода через уровень 359 keV. Указание на существование такого уровня в литературе имеется [3]. В настоящей работе нам не удалось обнаружить γ-излучение с энергией 500 keV, которое превышало бы фон от аннигиляционного излучения, возникающего вследствие рождения позитронов от высокоэнергетичного γ-излучения и при распаде Ga^{68}.

При изучении γ-спектров от мишеней Zn^{66} и Zn^{67}, облученных протонами, установлено существование двух близко расположенных γ-линий 820 и 905 keV на обеих мишенях (рис. 2). Полное совпадение значений их энергии позволяет отнести эти γ-линии к ядру Ga^{67}, а порог возбужде-

ния для $E_\gamma = 820$ и 905 keV в реакции $Zn^{67}(p, n\gamma)\,Ga^{67}$ указывает, что они соответствуют возбужденным состояниям Ga^{67}.

Чепмен и др. [3], вероятно, не смогли разрешить соответствующие нейтронные группы из-за слишком большой толщины мишени (100 keV),

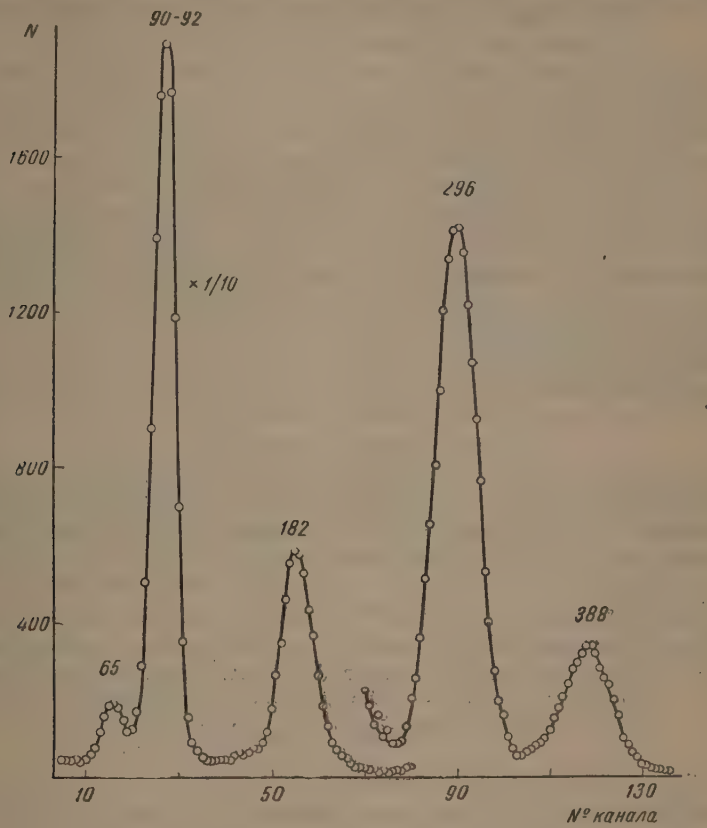


Рис. 5. Спектр γ-лучей, испускаемых при распаде $Ga^{67} \rightarrow Zn^{67}$

поэтому в [3] приведено значение средней энергии, равное 850 keV. Из-за недостаточного разделения γ-линий 820 и 905 keV и примесей от других реакций функция возбуждения нами не измерялась.

При энергии протонов ниже порога возбуждения этих уровней в реакции $Zn^{67}(p, n\gamma)\,Ga^{67}$ нами наблюдалось γ-излучение 830 keV, которое отнесено к реакции $Zn^{67}(p, \gamma)\,Ga^{68}$, и слабое γ-излучение с энергией 880 keV, отвечающее реакции $Zn^{67}(p, p'\gamma)Zn^{67}$.

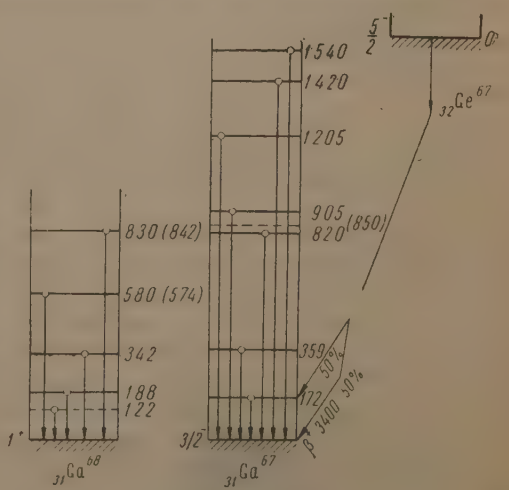


Рис. 6. Схема уровней Ga^{67} и Ga^{68}

Для γ-линий 1205 и 1420 keV измерены функции возбуждения (рис. 3). Порог возбуждения соответствует расчетной величине, и обе γ-линии отвечают возбужденным состояниям Ga^{67}. О существовании этих возбуж-

денных состояний у Ga^{67} в литературе нет никаких данных. Если проанализировать зависимость отношения количества медленных нейтронов к быстрым от энергии протонов в реакции $Zn^{67}(p, n)Ga^{67}$, приведенную Чепменом и др. [3], то можно видеть, что группы нейтронов, соответствующие этим возбужденным состояниям, на кривой присутствуют, но авторы о них не упоминают. γ-линия с энергией 122 ± 3 keV нами отнесена к ядру Ga^{68}; однако не исключена возможность появления ее вследствие реакции $Zn^{70}(p, n\gamma)Ga^{70}$.

На основании проведенных нами измерений предлагается схема уровней Ga^{67} и Ga^{68} (рис. 6). Уровень 1540 для Ga^{67} заимствован из работы [3].

Нами также изучался γ-спектр при распаде $Ga^{67} \rightarrow Zn^{67}$ (фиг. 5). Пик с энергией 65 ± 2 keV соответствует поглощению γ-квантов 92 keV за вычетом X-излучения (28 keV) — на йоде сцинтиллятора. Соотношение интенсивностей исследованных γ-линий приведено в табл. 3.

Физико-технический институт
Академии наук УССР
Харьковский гос. университет
им. А. М. Горького

Цитированная литература

1. Вальтер А. К., Залюбовский И. И., Ключарев А. П., Кривец Г. Е., Луцик В. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., **23**, 225 (1959).
2. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1958.
3. Shapman R. A., Slattery J. C., Phys. Rev., **105**, 633 (1957).
4. Aten A. H. W., de Vries-Hamerling T., Lindner L., Physica, **19**, 1046 (1953).
5. Meyerhof W., Mann L., West H., Phys. Rev., **92**, 758 (1953).
6. Ketell B., Brosi A., Porter E., Phys. Rev., **90**, 567 (1953).
7. Mukerji A., Preiswern P., Helv. phys. acta, **25**, 376 (1952).
8. Kietjens L. H. Th., Van der Bold H. S., Physica, **21**, 701 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Г. Е. КОЧАРОВ, А. П. КОМАР, Г. А. КОРОЛЕВ, И. Н. МАРОВ
и Ю. А. СУРКОВ

ТОНКАЯ СТРУКТУРА α-СПЕКТРА Th^{229}

Радиоактивный изотоп Th^{229} получается путем α-распада U^{233} с периодом $1{,}62 \cdot 10^5$ лет. Так как период полураспада Th^{229} равен 7000 лет, накопление его активности происходит очень медленно. Следовательно, для получения достаточной активности Th^{229} требуется большое количество U^{233}. Так, например, в 1 г U^{233} десятилетней давности содержится около 40 μг Th^{229} (~8 μ Cu). Трудностью получения необходимых количеств Th^{229}, по-видимому, и объясняется то, что α-распад тория мало изучен.

В работе [1] исследован α-распад Th^{229} в ионизационной камере. Из-за низкой разрешающей способности (по энергии) авторам удалось надежно выделить только наиболее интенсивную группу α-частиц с энергией 4850 keV. Кроме того, намечались еще две группы α-частиц с энергией 4940 и 5020 keV.

Недостаточно надежные данные работы [1] и высокая разрешающая способность использованного нами ранее ионизационного α-спектрометра [2, 3] послужили поводом к постановке данной работы.

Химическое выделение Th^{229}

Закись-окись U^{233} растворялась в концентрированной азотной кислоте. Полученный раствор уранил-нитрата выпаривался до минимального объема и в него добавлялась азотная кислота до получения 2—3 N раствора.

Основная масса урана отделялась экстракцией уранил-нитрата из полученного раствора диэтиловым эфиром. Операция повторялась 6—8 раз. Известно, что торий экстрагируется эфиром крайне незначительно.

Дальнейшая очистка тория производилась хроматографическим методом. Для этого водный раствор азотнокислого уранила продуктов распада после экстракции и осаждения диураната аммония растворялся в концентрированной соляной кислоте. По данным [5], U(VI) хорошо поглощается анионитами из концентрированных солянокислых растворов. Торий же не поглощается анионитами из растворов соляной кислоты при любых концентрациях.

Полученный раствор хлоридов урана и продуктов его распада в 8 N растворе HCl пропускался через колонку диаметром 6 мм и длиной 40 см, наполненную анионитом ЭДЭ-10*n*, предварительно промытым 8 N раствором HCl. Следует отметить, что торий появлялся в фильтрате значительно позже, чем это можно ожидать на основании данных работ [5, 6]. Первые 30—40 мл фильтрата по активности содержали в основном дочерние продукты тория; затем появлялся торий. Контроль процесса осуществлялся путем наблюдения α-спектров в ионизационной камере.

Промывка анионита 8 N раствором HCl продолжалась до тех пор, пока в фильтрате не появлялись следы урана (примерно 100—130 мл 8 N раствора HCl). Окончательная очистка Th^{229} от урана и продуктов распада осуществлялась пропусканием раствора хлоридов этих элементов в 2 N растворе HCl через слой катионита КУ-2. Торий в этих усло-

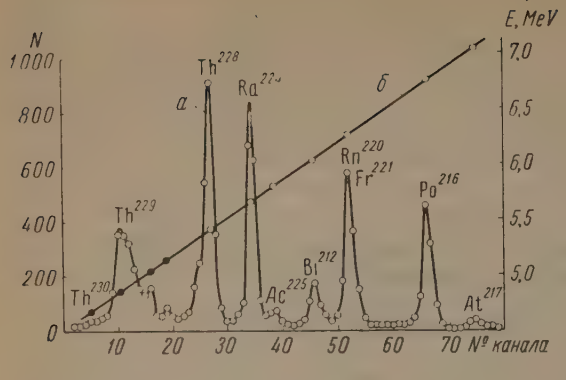


Рис. 1

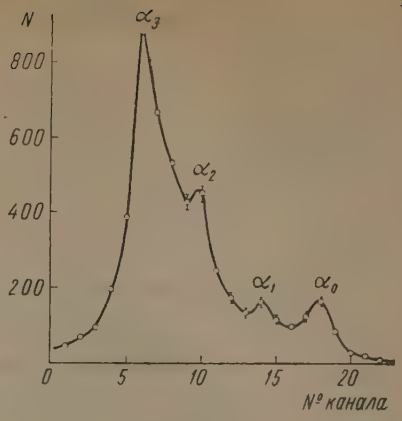


Рис. 2

Рис. 1. *а* — Спектр, снятый без коллимации; *б* — калибровочная кривая (ось ординат справа). Черные точки соответствуют неизвестным линиям, белые — известным

Рис. 2. Спектр α-частиц Th^{229}, полученный с применением электрической коллимации. Ширина канала 17 keV

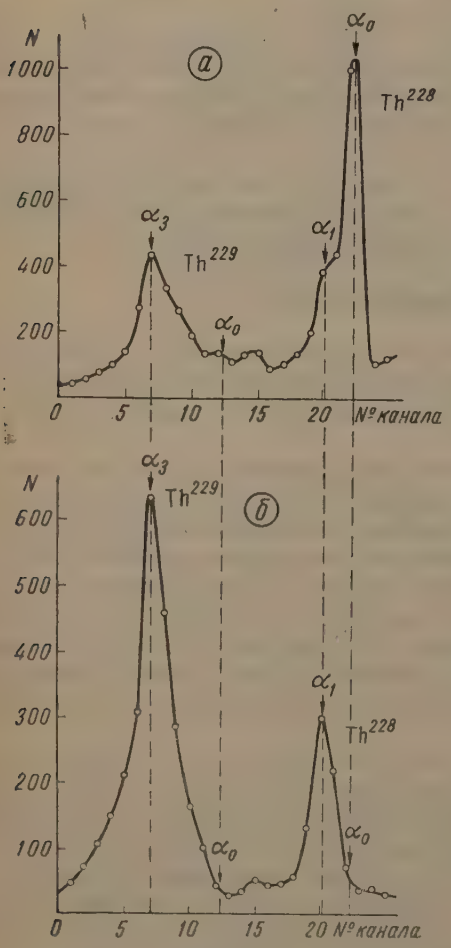


Рис. 3

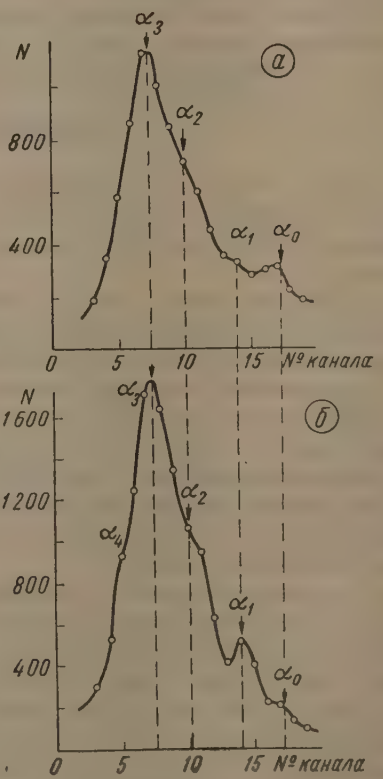


Рис. 4

Рис. 3. Спектры α-частиц Th^{228} и Th^{229}, снятые без коллимации: *а* — без совпадений, *б* — α — e_K-совпадения

Рис. 4. Спектр α-частиц Th^{229}, снятый без коллимации. Ширина канала 21 KeV: *а* — без совпадений, *б* — α — e_K-совпадения. Намечается группа α_4

виях прочно поглощается катионитом [4, 6]. После пропускания раствора катионит промывался 30—40 мл 2 N раствора HCl. При этом происходило вытеснение остатков урана и продуктов распада из катионита. Извлечение тория из катионита производилось 30—50 мл 1 N раствора $H_2C_2O_4$. Из выделенного тория были изготовлены источники α-частиц, в том числе пленочные для $\alpha-e_K$-совпадений.

Энергетический спектр α-частиц Th^{229}

Энергетический спектр α-частиц Th^{229} исследовался в ионизационном α-спектрометре.

В использованном нами U^{233}, кроме Th^{229}, присутствовал Th^{228}. Хорошо известные α-линии Th^{228} и его дочерних ядер были использованы для определения энергии неизвестных α-линий. Таким образом, α-частицы Th^{229} и реперов анализировались в одинаковых условиях. На рис. 1 приведена одна из снятых калибровочных кривых. α-Линии Th^{228} (5421keV), Ra^{224} (5681 keV), Rn^{220} (6282 keV) и Po^{216} (6775 keV) служили реперами. Как известно [7], нарушения экранировки сетки, толщина источника и различное время нарастания импульсов сдвигают местоположение максимума в распределении импульсов α-частиц в сторону низких энергий. Так как величина сдвига зависит от энергии α-частиц, то относительное положение α-линий искажается. Поэтому вносились все необходимые поправки. Определенная в результате нескольких измерений энергия основной группы α-частиц Th^{229} оказалась равной 5040±5 keV.

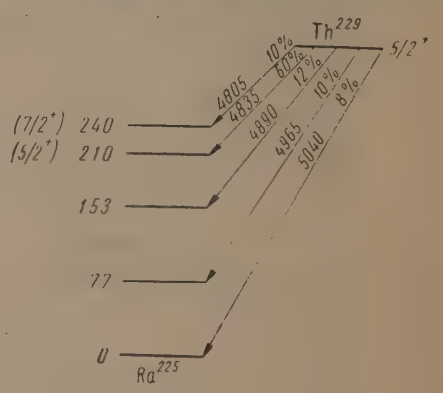


Рис. 5. Схема распада Th^{229}

Определение энергии остальных α-групп производилось по α-спектру, снятому с применением электрической коллимации (рис. 2). Кроме основной линии (α_0), ясно выделились еще три линии тонкой структуры.

Тот факт, что группа α_0 соответствует переходу в основное состояние дочернего ядра Ra^{225}, подтверждается измерениями совпадений α-частиц с электронами конверсии. Электроны конверсии регистрировались пропорциональным счетчиком, помещенным внутри ионизационной камеры [8]. В α-спектрах, снятых на совпадение с электронами конверсии, отсутствуют основные группы α-частиц. Это видно, например, в спектре Th^{228}, представленном на рис. 3.

В спектре Th^{229}, снятом на совпадение с электронами конверсии при использовании меньшей ширины канала, отсутствует группа α_0 (рис. 4). Помимо упомянутых выше групп α-частиц Th^{229} в области малых энергий намечается еще одна группа — α_4.

Приводим определенные нами энергии и относительные интенсивности α-линий тория:

Линия	α_0	α_1	α_2	α_3	α_4
E_α, keV	5040±5	4965±10	4890±10	4835±5	4805±5
Относительная интенсивность, %	8	10	12	60	10

Используя полученные результаты, можно предложить данную на рис. 5 схему распада Th^{229}.

Поскольку облегченный переход происходит без изменения проекции момента количества движения на ось симметрии ядра, уровню 210 keV следует приписать спин 5/2 и положительную четность. С этого уровня,

по-видимому, начинается ротационная полоса с $K = 5/2$. Первый уровень этой полосы находится на высоте 240 keV и имеет спин 7/2.

Для определения квантовых характеристик остальных уровней в настоящее время ведутся исследования спектра электронов конверсии, сопровождающих α-распад. Для этого используется магнитный β-спектрометр.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность дипломанту ЛПИ им. Калинина Е. А. Дамаскинскому за помощь в работе.

Физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Hageman F., Katzin L. I., Studier M. H., Seaborg G. T., Ghiorso A., Phys. Rev., 79, 3, 435 (1950).
2. Бочагов Б. А., Кочаров Г. Е., Киршин Г. Ф., ПТЭ, № 6, 72 (1957).
3. Бочагов Б. А., Комар А. П., Кочаров Г. Е., Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 1257 (1957).
4. Актиниды. Сб. статей под редакцией Г. Сиборга и Д. Каца, стр. 450.—ИЛ, 1955
5. Краус К. А. и Нельсон Ф., Химия ядерного горючего. Сб. докладов иностранных ученых на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. 353, ГИТИХЛ, М., 1956.
6. Хайд К., Там же, стр. 393.
7. Harwey B. G., Jackson H. G., Estwood T. A., Hanna G. C., Canad. J. Phys., 35, 258 (1957).
8. Комар А. П., Королев Г. А., Кочаров Г. Е., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 824 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. Е. БУНАКОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, И. ЗВОЛЬСКИЙ и В. А. СЕРГИЕНКО

СОВПАДЕНИЯ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАСПАДЕ $Se^{75} \rightarrow As^{75}$

На сдвоенном линзовом β-спектрометре [1] мы изучали совпадения между конверсионными электронами, испускаемыми при распаде Se^{75} э.з. $\rightarrow As^{75}$ [$T = 127$ дн]. Se^{75} был получен по реакции $(n\gamma)$ при облучении обогащенного Se^{74}. Активность высаживалась в виде соли селенистой кислоты на тонкую, слегка алюминированную, слюдяную пленку. Диаметр источника не превышал 5 мм.

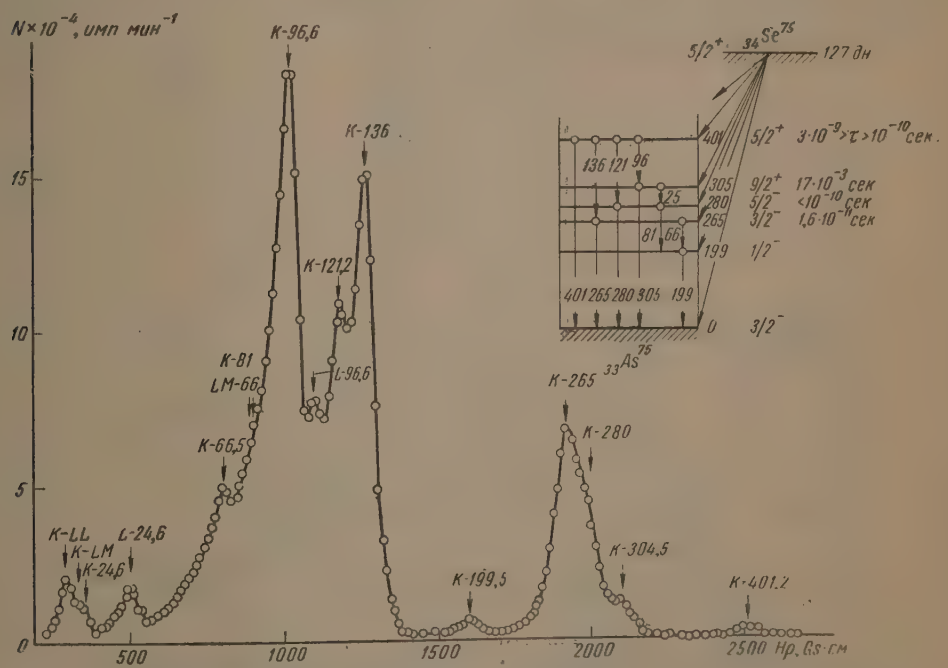


Рис. 1. Одиночный спектр конверсионных электронов $Se^{75} \rightarrow As^{75}$. В верхней части рисунка приведен участок схемы уровней As^{75}, соответствующий нашим результатам

Распад Se^{75} исследовался рядом авторов. Последние данные приведены в работе [2]. В спектре γ-лучей $Se^{75} \rightarrow As^{75}$ обнаружены линии с $h\nu = 25$, 66, 77, 81, 96, 121, 136, 199, 265, 280, 305, (370), 401, (475) и 572 keV. Совпадения между γ-квантами изучались в работах [3—5] при помощи сцинтилляционных спектрометров. Были отмечены совпадения между линиями: 66 и (121 + 136); 66 и 199; (121 + 136) и 199; (121 + +136) и (265 + 280) keV.

На рис. 1 (вставка) воспроизведена схема распада Se^{75}, предложенная в [2, 6].

Спектр конверсионных электронов Se^{75} до энергии электронов 400 keV, изученный на одной из магнитных линз нашего спектрометра, к которой источник был обращен активной стороной, представлен на рис. 1. Так

Результаты изучения совпадений между конверсионными электронами, испускаемыми при распаде $Se^{75} \rightarrow As^{75}$

Линия на первом спектрометре (через подкладку)	Скорость счета на максимуме имп мин$^{-1}\cdot10^{-4}$	Линия на втором спектрометре	Скорость счета на максимуме имп мин$^{-1}\cdot10^{-4}$	Число совпадений, час$^{-1}$		
				наблюдавшихся	случайных	истинных
K- 66	10	*K*-136	29	755	463	292
K-136	29	*K*-265	18	1758	1162	596
K-121	21	*K*-280	13	604	274	330
K-199	1,2	*K*- 66	10,5	205	55	150

как пленка, на которой была высажена активность, была тонкой, то одиночный спектр на другой половине спектрометра почти не отличался от спектра, приведенного на рис. 1. Расположение линий в спектре и их относительные интенсивности совпадают с данными работ [2, 4].

При регистрации электронов обеими половинами спектрометра

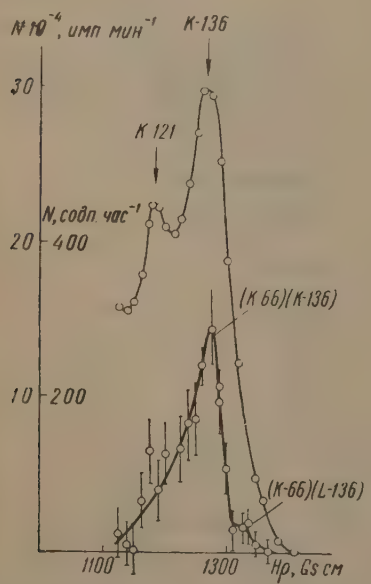


Рис. 2

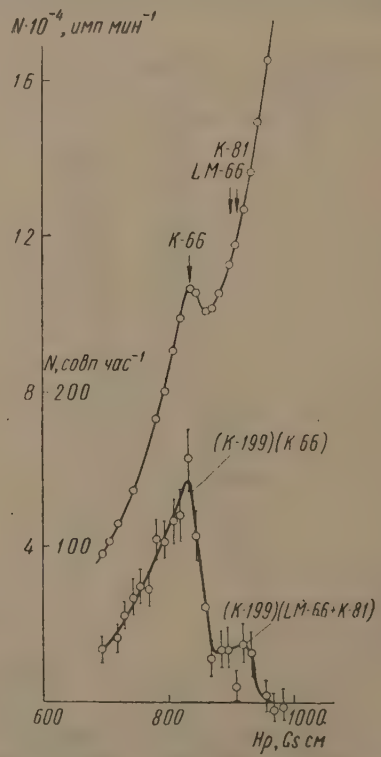


Рис. 3

Рис. 2. Совпадения с линией *K*-66 (жирная кривая); тонкая кривая — вид линий *K*-121 и *K*-136 на одиночном спектрометре

Рис. 3. Совпадения с линией *K*-199 (жирная кривая); тонкая кривая — вид линии *K*-66 на одиночном спектрометре

наблюдались совпадения между следующими конверсионными электронами: *K*-136 и *K*-66, *K*-136 и *K*-265, *K*-121 и *K*-280, *K*-199 и *K*-66, *K*-199 и *K*-66,5 + *K*-81. Скорости счета совпадений на максимумах линий и числа случайных и истинных совпадений приведены в таблице.

Как видно из таблицы, отношение чисел истинных и случайных совпа-

дений во всех случаях было малым: от 0,5 до 3. Это объясняется малым коэффициентами внутренней конверсии γ-переходов (легкое вещество).

Наличие совпадений между переходами 66 и 136 keV иллюстрируется рис. 2. Наши данные подтверждают, что эти переходы образуют каскад. По схеме распада Se^{75} (рис. 1) должны наблюдаться совпадения между электронами от переходов 121 и 66 keV, если между уровнями 265 и 280 keV

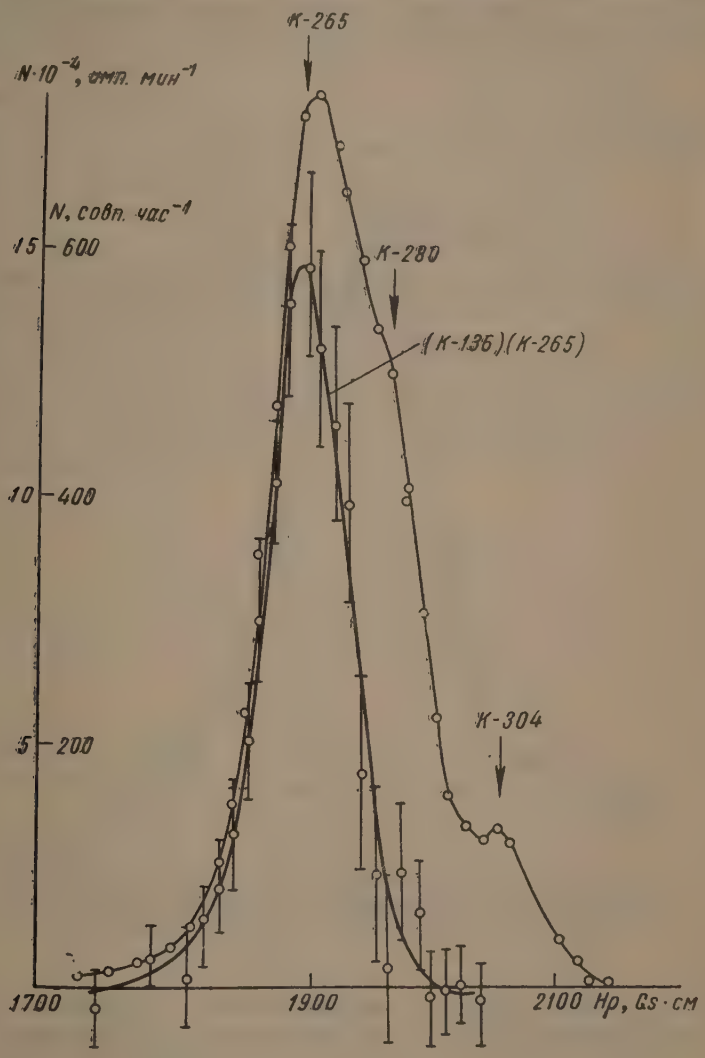


Рис. 4. Совпадения с линией *K*-136 (жирная кривая); тонкая кривая — линии *K*-265, *K*-280 и *K*-305, снятые на одиночном спектрометре

существует переход 15 keV. Этот переход нами не был обнаружен; число совпадений (*K*-66) (*K*-121) не превышало статистических флуктуаций (рис. 2).

На рис. 3 приведены результаты изучения совпадений между электронами линии *K*-199 и электронами линий *K*-66, *LM*-66 + *K*-81 и *K*-96. В области расположения линии *K*-66 четко вырисовывался пик совпадений (*K*-199) (*K*-66). В одиночном спектре линии *M*-66 и *K*-81 не проявились; в спектре совпадений виден пик (*K*-199) (*LM*-66 + *K*-81). По схеме распада (рис. 1) наряду с совпадениями (*K*-199) (*K*-66) должны наблюдаться также совпадения между электронами *K*-199 и *K*-81.

Из расчета на основании данных о полном балансе интенсивностей [2] отношение скоростей счета совпадений [(*K*-199) (*LM*-66)] : [(*K*-199) (*K*-81)] должно быть 32 : 1. В наших опытах скорость счета совпадений на максимуме пика совпадений в области линии *LM*-66 + *K*-81 была всего 36 импульсов в час. Наблюдавшиеся совпадения, по-видимому, связаны главным образом с совпадениями электронов *K*-199 и *LM*-66. Из рис. 3 видно, что между электронами линий *K*-199 и *K*-96 (рис. 3) совпадений нет, хотя переходы 199 и 96 keV в схеме рас-

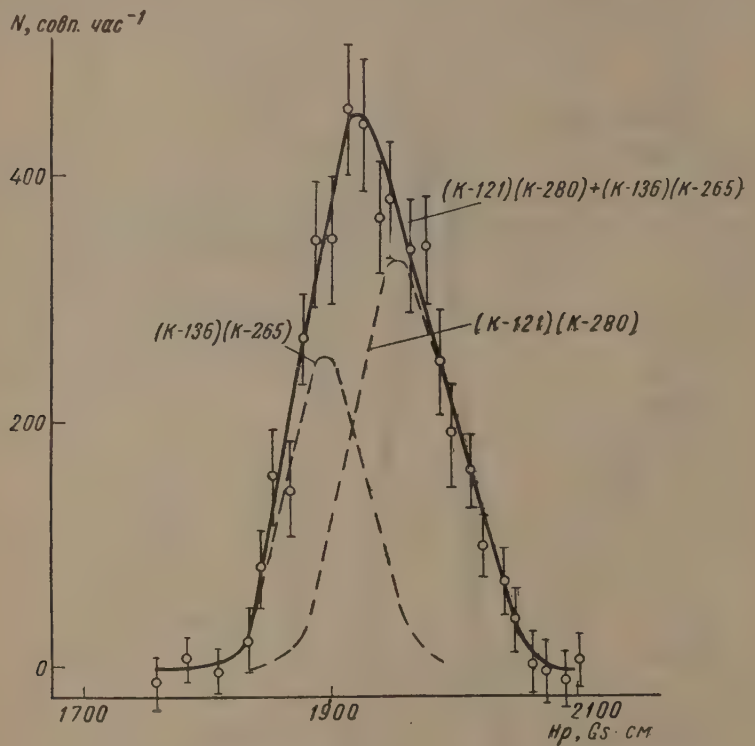


Рис. 5. Совпадения с линией *K*-121 (к которой примешана *K*-136). Наблюдающийся широкий максимум может быть разложен на два: (*K*-121) (*K*-280) и (*K*-136) (*K*-265)

пада (рис. 1) расположены последовательно (цепочка переходов 96→25 → 81 → 199 keV). Причина отсутствия этих совпадений заключается в том, что уровень 305 keV, на который идет переход с энергией 96 keV, является изомерным (время жизни $\tau = 17 \cdot 10^{-3}$ сек).

Существование совпадений между переходами 136 и 265 keV иллюстрируется рис. 4. Кривая совпадений (*K*-136) (*K*-265) имеет полуширину, примерно равную полуширине одиночной линии. Можно утверждать, что есть совпадения (*K*-136) (*K*-265) и незаметно совпадений (*K*-136) (*K*-280), как это и следует из схемы распада. Рис. 1 показывает, что линия *K*-136 значительно интенсивнее, чем *K*-121; при установке неподвижного канала на линию *K*-136 в него попадает немного электронов *K*-121, которые могли бы дать совпадения с *K*-280.

При установке неподвижного канала на *K*-121 (рис. 5) на кривой совпадений наблюдается широкий максимум. Он получается, по-видимому, вследствие наложения двух линий: основной линии (*K*-121) (*K*-280) и дополнительной (*K*-136) (*K*-265), возникающей вследствие того, что к слабой линии *K*-121 примешано много электронов от соседней сильной

линии K-136, которые вызывают совпадения (K-136) (K-265), приведенные уже раньше на рис. 4. Таким образом, переходы 136 и 265 keV, 121 и 280 keV образуют двойные каскады.

Наши результаты уточняют данные работ [3—5] по совпадениям между γ-переходами и подтверждают принятую схему распада Se^{75} [6], изображенную на рис. 1.

Авторы выражают благодарность А. В. Золотавину за предоставление препарата Se^{75}, предоставление своих результатов до опубликования и дискуссию.

В измерениях принимал участие студент ЛГУ Л. Горжак.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Сергиенко В. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 198 (1958).
2. Григорьев Е., Золотавин А., Клементьев В., Синицын Р., Изв. АН СССР. Сер. физ., 23, 159 (1959).
3. Lu D. C., Kelly W. H., Wiedenbeck M. Z., Phys. Rev., 97, 139 (1955).
4. Schardt A. W., Welker Joan P., Phys. Rev., 99, 810 (1955).
5. Van den Bold H. I., Van de Gejn I., Endt P. M., Physica, 24, *1*, 23 (1958).
6. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер.— Изд. АН СССР, М., 1958.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Е. П. ГРИГОРЬЕВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и А. В. ЗОЛОТАВИН

О ПЕРЕХОДАХ $Er^{160} \to Ho^{160}$ и $Yb^{166} \to Tu^{166}$

За последнее время выполнен ряд работ, посвященных распаду $Er^{160} \to Ho^{160} \to Dy^{160}$ [1—5] и $Yb^{166} \to Tu^{166} \to Er^{166}$ [6—8].

В этой заметке мы хотим обратить внимание на некоторые особенности первых переходов в этих цепочках: $Er^{160} \to Ho^{160}$ и $Yb^{166} \to Tu^{166}$ (возможные варианты соответствующих схем распада приведены на рис. 1).

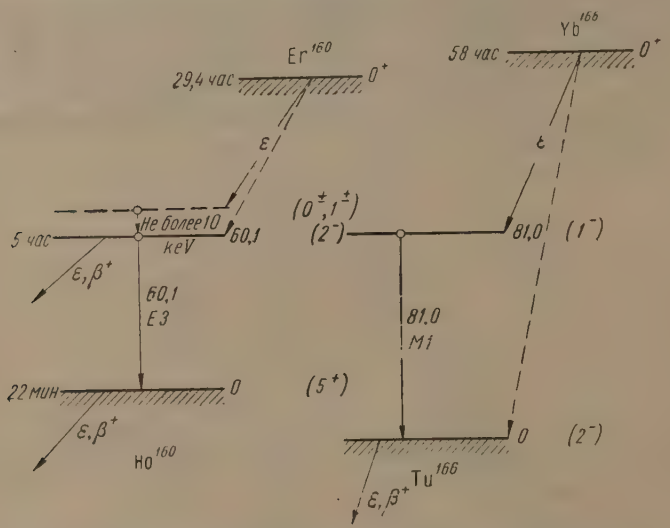


Рис. 1. Предполагаемые схемы распада $Er^{160} \to Ho^{160}$ и $Yb^{166} \to Tu^{166}$

1. $Er^{160} \to Ho^{160}$

Ho^{160} известен в двух изомерных состояниях, имеющих периоды полураспада 22 мин [9, 10] и 4,6 час [11]. Ядро находящееся в состоянии с $T = 5$ час, распадается главным образом путем испускания конверсионных электронов, соответствующих переходу 60 keV; сопоставление теоретических и экспериментальных значений $(L_I + L_{II}) / L_{III}$ и периода полураспада приводит к выводу, что этот переход — типа $E3$ [4].

Квантовые характеристики ни у одного из состояний Ho^{160} не известны. В теоретических работах [12, 13] высказывалась мысль, что среди нижних возбужденных состояний нечетно-нечетных ядер должны находиться два уровня, имеющих одинаковую четность и спин $I = \Omega_p \pm \Omega_n$, где Ω_p и Ω_n — спины ядер с соответствующим нечетным протоном или нейтроном. Это правило хорошо выполняется в соседних с Ho^{160} нечетно-нечетных ядрах. Значения Ω_p и Ω_n, согласно [13], равны $^7/_2{}^-$ и $^3/_2{}^-$. Поэтому в Ho^{160} можно ожидать состояний типа 5^+ и 2^+. Утверждать, что эти состояния суть два наблюдающихся на опыте изомерных состояния ($T = 22$ мин и 5 час), нельзя, так как переход $5^+ \leftrightarrow 2^+$ должен быть переходом типа $M3 + E4$, а не $E3$. Основное состояние Er^{160} ядра с чет-

ными Z и N — типа 0^+. Поэтому непосредственное возбуждение указанных состояний типа 5^+ и 2^+ Ho^{160} должно быть запрещенным при распаде Er^{160} (степень запрещения не ниже второго порядка).

Мы хотим обратить внимание на то, что, судя по периоду полураспада и энергии распада, в Er^{160} происходит разрешенный или однократно запрещенный распад и, следовательно, он происходит на какой-то другой, неизвестный пока, уровень Ho^{160}. Действительно, энергия перехода

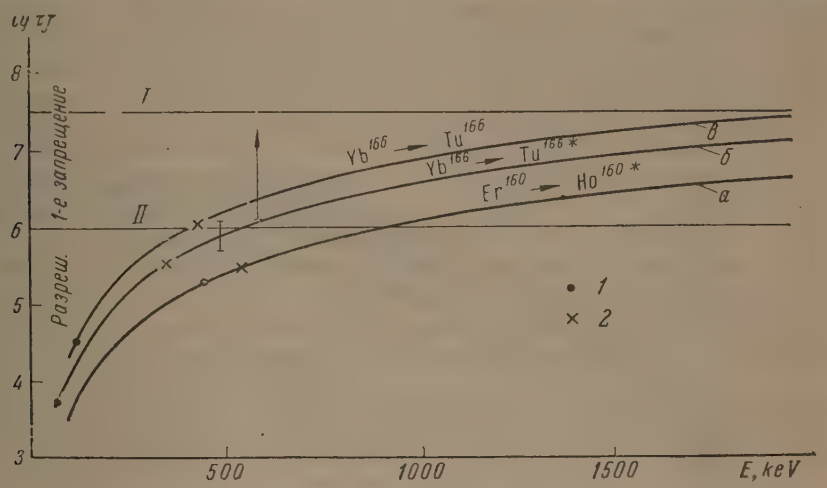


Рис. 2. Зависимость $\lg \tau f$ от энергии для распадов: *а* — $Er^{160} \rightarrow Ho^{160*}$, *б* — $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166}$ и *в* — $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166}$. *I* — среднее значение $\lg \tau f$ переходов первого порядка запрещения, *II* — нижняя граница $\lg \tau f$. *1* — энергия перехода по Камерону; *2* — энергия перехода по Леви — Ридделю. Погрешность, указанная на кривых *б* и *в* вертикальными черточками, происходит из-за незнания точной доли распадов на возбужденное состояние Tu^{166}

$Er^{160} \rightarrow Ho^{160}$, по-видимому, не превосходит 1 MeV. Это можно заключить из следующих фактов.

1. У Er^{160}, очищенного от Ho^{160}, не наблюдалось ни позитронного спектра, ни аннигиляционного излучения [4].

2. При распаде Er^{160}, очищенного от Ho^{160}, не наблюдалось γ-лучей с энергией квантов выше 60 keV [3] и конверсионных электронов с энергией выше 10 keV (кроме перехода 60 keV) [2].

3. Разность масс Er^{160} и Ho^{160}, вычисленная по полуэмпирическим и эмпирическим формулам Камерона [14] и Леви — Ридделя [15], равна, соответственно, 526 и 623 keV.

Кривая *а* рис. 2 показывает зависимость $\lg \tau/_\Sigma$ от энергии распада при $\tau = 29$ час. Под f_Σ подразумевается сумма функций f_β, f_K и $f_{L\mathrm{I}}$, относящихся к разрешенному β^+-распаду, K- и L_I-захвату [16]; величина $\tau/_\Sigma$ эквивалентна обычной величине τf. Разрешенные (не зеркальные) переходы имеют $\lg \tau f$ от 4,0 до 6,0 (при l-запрете до 9,0); переходы первого запрещения (не уникальные) имеют $\lg \tau f$ от 6,0 до 8,0, а уникальные — от 7,1 до 9,8. Для переходов второго запрещения $\lg \tau f$ всегда > 12 (см. систематику β-распадов Майер, Московского и Нордгейма [17, 18]). Таким образом из рис. 2 можно сделать вывод, что если энергия распада Er^{160} меньше 1 MeV, то распад относится к группе разрешенных или однократно запрещенных.

Для уникальных β-переходов функция f вычисляется однозначно: мы обозначим ее

$$f_{\text{ун}} = f_\beta^{\text{ун}} + f_K^{\text{ун}} + f_{L\mathrm{I}}^{\text{ун}}.$$

Произведения $\tau f_{\text{ун}}$ объединяются в более компактную группу, чем $(\tau f)_{\text{ун}}$,

и имеют $\lg \tau f_{\text{ун}}$ от 6,2 до 8,5. Рис. 3, построенный так же, как рис. 2, показывает, что если энергия распада Er^{160} меньше 1 MeV, то он не может быть отнесен к уникальным переходам. Отсюда вытекает, что уровень, на который происходит распад, не может иметь характеристики 2^-. Для него остаются характеристики $0^\pm$ и $1^\pm$.

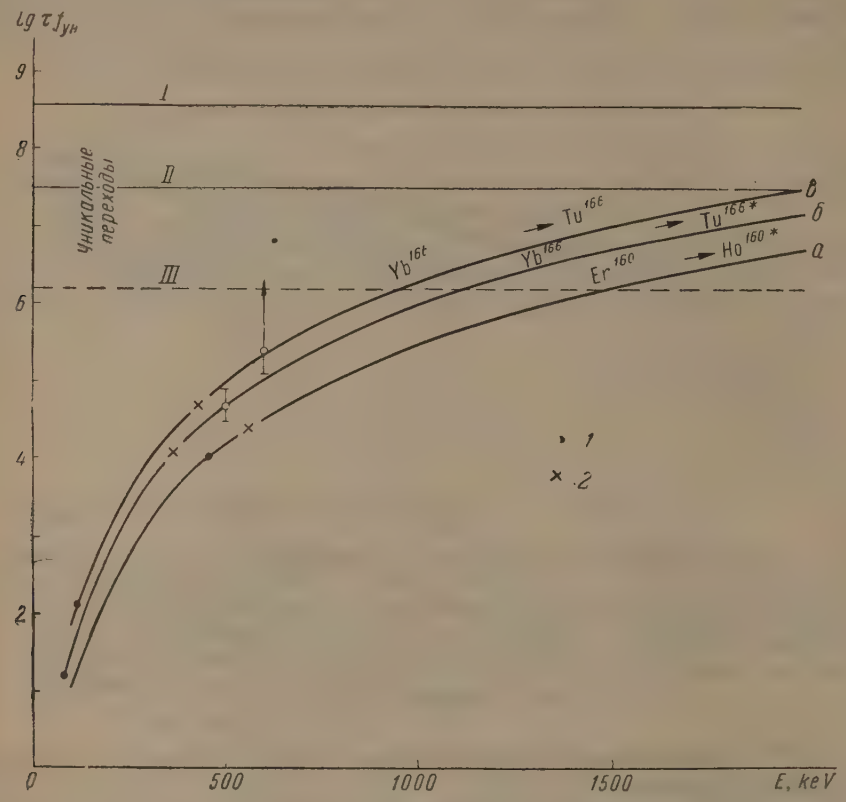


Рис. 3. Зависимость $\lg \tau f_{\text{уп}}$ от энергии для распадов: *а* — $Er^{160} \rightarrow Ho^{160*}$, *б* — $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166*}$ и *в* — $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166}$. *I* — среднее значение $\lg \tau f_{\text{ун}}$, *II* — нижняя граница $\lg \tau f_{\text{ун}}$ достоверно уникальных переходов, *III* — нижняя граница $\lg \tau f_{\text{уп}}$ всех переходов, относимых в настоящее время к уникальным. *1* — энергия перехода по Камерону; *2* — энергия перехода по Леви — Ридделю

В прежних работах предполагалось, что основное состояние Ho^{160} имеет характеристики 5^+, а изомерное ($T = 4{,}6$ часа) 2^-. Косвенные подтверждения приписания характеристики 5^+ основному состоянию Ho^{160} обнаруживались при анализе β^+-спектра Ho^{160} (5 час.), и в теоретической работе Галлагхера и Мошковского [19]. После этого, на основании мультипольности перехода, изомерному состоянию приписывались характеристики 2^-. Теоретически предсказанный уровень 2^+ оставался необнаруженным.

Мы утверждаем, что распады Er^{160}, проходящие через 5-часовой изомер, происходят не на уровни 5^+, 2^- или 2^+, а на какой-то другой, выше расположенный, уровень. Однако этот уровень должен быть расположен не выше, чем на 10 keV от изомерного, так как в противном случае в опытах [2, 4] были бы замечены соответствующие электроны конверсии.

2. $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166}$

Нечетно-нечетное ядро Tu^{166} ($T = 7{,}7$ час) имеет возбужденный уровень с энергией 81 keV, на который, по-видимому, и происходит основная

часть электронных захватов Yb^{166}: по данным работы [7], на возбужденные состояния Tu^{166} идет $75 \pm 30\%$ переходов. Разряжается возбужденный уровень путем перехода 81 keV типа M1. Других возбужденных уровней Tu^{166} не обнаружено, так же как не найдено и позитронного спектра, соответствующего переходу $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166}$. Разность масс ядер Yb^{166} и Tu^{166} равна 117 keV — по Камерону и 436 keV — по Ридделю. Следовательно, как и в предыдущем случае, энергия распада Yb^{166} не должна превышать 1000 keV. Рис. 2 (кривая *б*) показывает, что при такой энергии переход на возбужденный уровень Tu^{166} может быть либо разрешенным, либо первого запрещения. Из рис. 3 видно, что переход на возбужденный уровень Tu^{166} (кривая *б*) не попадает в область уникальных, переход же на основное состояние (кривая *в*) может быть уникальным.

Правила для характеристик нечетно-нечетных деформированных ядер позволяют приписать основному состоянию Tu^{166} спин и четность 2^- или 3^- [13], а по работе [19] — только 3^-.

Учитывая вышеизложенное, можно заключить, что или ядро Tu^{166} представляет исключение из правила [19] (исключением является также Ho^{166}), или же у него близко (в пределах 10 keV) к уровню 81 keV расположен еще один возбужденный уровень, через который проходит значительная доля распадов Yb^{166}.

Авторы благодарны Л. Н. Зыряновой за возможность ознакомления с β-систематикой и обсуждение результатов и Л. К. Пекеру за обсуждение работы.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета им.
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Michelich F. W., Harmatz B., Handley I. H., Pinajian I. I., Bull. Amer. Phys. Soc., 1, 330 (1956).
2. Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Рогачев И. М., Тишкин П. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 962 (1957).
3. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1624 (1957).
4. Григорьев Е. П. Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крафт О. Е., Крацик Б., Пекер Л. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 101 (1958).
5. Биттерлих Г., Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крацик Б., Тезисы докладов 9-го ежегодного совещания по ядерной спектроскопии в Харькове.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1959.
6. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Дмитриев А. Г., Морозов В. А., Преображенский Б. К., Программа и тезисы 8-го ежегодного совещания по ядерной спектроскопии.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1958.
7. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 23, 188 (1959).
8. Jacob K. P., Mihelich F. W., Harmatz B., Hanley T. H., Bull. Amer. Phys. Soc., 3, 357 (1958).
9. Wilkinson G., Hicks H. G., Phys. Rev., 74, 1733 (1948); Phys. Rev., 79, 815 (1950).
10. Handley T. H., Phys. Rev., 94, 945 (1954).
11. Nervik W. E., Seaborg G. I., Phys. Rev., 97, 1092 (1955).
12. Bohr A., Mottelson B., Kgl. danske Vid. Selskab Mat.-Fys. medd., 27, № 16 (1953).
13. Пекер Л. К., Изв. АН. СССР. Сер. физ., 21, 1029 (1957).
14. Cameron A. G. W., A revised Semi-Empirical Atomic Mass Formula.— Chalk River, Ontario, Marich, 1957.
15. Riddell F., A Table of Levy's Empirical Atomic Masses.— Chalk River, Ontario, July, 1956.
16. Банд И. М. Зырянова Л. Н., Сусловю. П., Изв. АН СССР. Сер. физ. 22, 952 (1958).
17. Mayer M., Moszkowski S., Nordheim L., Rev. Mod. Phys., 23, 315 (1951).
18. Nordheim L., Rev. Mod. Phys., 23, 322 (1951).
19. Gallagher C. J. Jr., Moszkowski S. A., Phys. Rev., 111, 1282 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Е. П. ГРИГОРЬЕВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, А. В. ЗОЛОТАВИН, Б. КРАЦИК и Г. БИТТЕРЛИХ

РАСПАД Ho^{160} и СХЕМА УРОВНЕЙ Dy^{160}

В работе [1] приведена схема уровней Dy^{160}, полученная на основе изучения распада $Tb^{160} \rightarrow Dy^{160} \leftarrow Ho^{160} \leftarrow Er^{160}$; в этой схеме энергия верхнего уровня равна 1718 keV. Однако анализ всей совокупности фактов привел нас к заключению, что при распаде Ho^{160} должны проявляться возбужденные состояния Dy^{160} с энергиями до 2900 keV; это было подтверждено последующими опытами.

В настоящей работе приводятся результаты исследования переходов с высоких уровней Dy^{160}. Сообщаются также дополнительные данные, свидетельствующие в пользу правильности предложенной схемы нижних уровней Dy^{160}.

1. Условия измерений

Нами исследовался спектр позитронов и спектр электронов внутренней конверсии при помощи β-спектрометра с разрешением 0,4—0,5% в таких же условиях, как в работах [1, 2]. Источники эрбиевой фракции получались хроматографическим разделением редких земель, выделенных химически из танталовой мишени, облученной протонами большой энергии.

Принадлежность линий внутренней конверсии Ho^{160} устанавливалась по периоду полураспада Er^{160} (29,2 часа). Тщательные и длительные наблюдения за спектром излучения эрбиевой фракции позволили нам установить присутствие в ней небольших примесей фракций Tu, Yb и Lu. Конверсионные линии, связанные с этими фракциями, были из дальнейшего рассмотрения исключены.

Радиоактивный источник обладал большой активностью. Из-за присутствия в его спектре γ-лучей большой энергии фон регистрирующей системы, состоящей из двух счетчиков, работающих в схеме совпадений, возрастал с 5 до 20 имп мин$^{-1}$. Кроме этого, наблюдался непрерывный фон электронов, форма которого менялась с изменением напряженности магнитного поля. Величина этого фона составляла несколько сотен импульсов в минуту в мягкой области спектра и несколько десятков в области 400—600 keV при скорости счета на сильных конверсионных линиях, равной нескольким десяткам тысяч импульсов в минуту. Этот фон ограничивал возможность наблюдения очень слабых конверсионных линий.

2. β^+-спектр

Нами изучался состав β^+-спектра в области малых энергий. При анализе полученных данных мы приписали малоинтенсивной жесткой компоненте граничную энергию и форму, согласно [3]. Остальная часть спектра анализировалась путем разложения на компоненты с фермиевской формой.

На рис. 1 показаны графики Ферми для компонент спектра, а в табл. 1 приведены количественные данные о них. В области ниже 160 keV наблюдался некоторый избыток позитронов, который может быть связан с еще

одной мягкой компонентой. Однако статистическая точность измерений недостаточна для того, чтобы существование этой компоненты можно было считать доказанным.

Мы нашли, что $I_{\beta+}/I_{K\text{-}730} = 2{,}2 \pm 0{,}2$ (интенсивности измерялись с одним и тем же источником). Из данных о конверсионном спектре (табл. 2) следует:

$$I_{K\text{-}730}/I_{LMN\text{-}60} = 0{,}0025.$$

Баланс интенсивностей для переходов в Ho^{160} (табл. 3) показывает, что

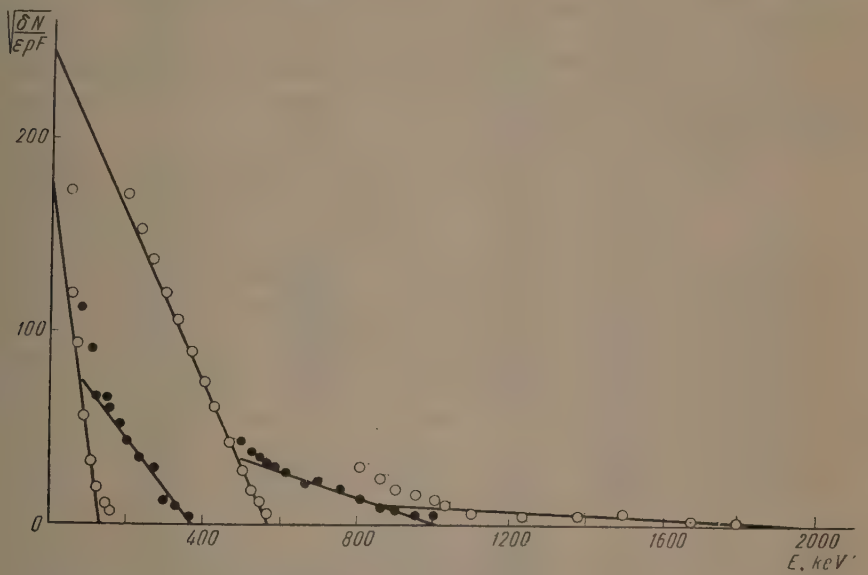


Рис. 1. Графики Кюри — Ричардсона — Пакстона для компонент β^+-спектра Ho^{160}

переход 60 keV происходит в 66% распадов. Из совокупности этих данных получается, что число всех позитронов на распад равно 0,36%.

Таблица 1

Состав β^+-спектра Ho^{160}. Компонента с граничной энергией 120 ± 40 keV выделена условно

$E_{гр}$, keV	Относительная интенсивность	Процент распада по β^+-компонентам	$\log \tau f$	
			T=5 час	T=22 мин
120 ± 40	1,6	0,006	5,1	4,0
310 ± 30	4,0	0,014	6,3	5,1
566 ± 20	66	0,240	5,9	4,8
1015 ± 30	22	0,079	7,5	6,4
1900 ± 100 [3]	6,4	0,023	9,3	8,2

Поскольку точно неизвестно, с основного или изомерного уровня Ho^{160} происходит β^+-распад, в табл. 1 для каждой компоненты указаны два возможных значения $\log \tau f$.

3. Спектр конверсионных электронов

В настоящих измерениях было найдено 55 новых конверсионных линий; в нескольких случаях уточнены значения энергий и относительных интенсивностей линий, приведенные в работе [1]. Результаты настоящих и более ранних исследований приведены в табл. 2.

Таблица 2

Энергии и интенсивности конверсионных электронов, испускаемых при распаде $Ho^{160} \rightarrow Dy^{160}$

№ п/п	E_{e^-}, keV	Идентификация	$h\nu$, keV	Относительная интенсивность линии	№ п/п	E_{e^-}, keV	Идентификация	$h\nu$, keV	Относительная интенсивность
1	51,2	L_1+L_2	60,1	1150±120	59	909,6	K	963,4	2,1±0,3
2	52,05	L_3	60,1	1050±100	60	912,9	K	966,6	1,8±0,3
3	57,9	M	60	430±25	61	952,9	L	961,9	0,48±0,12
4	59,2	N	59,6	110±8	62	958,4	L	967,4	0,40±0,10
5	33,0	K	86,8	814±150	63		M	960,1	
6	34,3—40,3	$K-LL$		400±80	64	964,9	M	966,6	0,07±0,04
7	41,4—46,7	$L-LM$		180±40	65	994	K	1048	0,11±0,02
8	76,3	L_1+L_2	86,2	790±80	66	1040	L	1048	0,03±0,01
9	78,4	L_3	86,2	610±60	67	1015	K	1069	0,24±0,03
10	84,5	M	86,2	400±20	68	1061	L	1069	0,048±0,010
11	86,1	N	86,5	100±7	69	1079	K	1133	0,085±0,012
12	53,9	K	107,7	10±1	70	1124	L	1133	0,066±0,015
13	99,3	L	107,2	2,8±0,6	71	1126	K	1180	
14	142,2	K	196,2	100±5	72	1147	K	1201	0,070±0,015
15	189,7	L	197,0	37±3	73	1210	K	1264	0,11±0,03
16	195,6	M	197,3	8,4±0,8	74	1254	L	1263	0,034±0,012
17	196,5	N	196,9	2,8±0,6	75	1218	K	1272	0,11±0,03
18	161,0	K	214,8	0,3±0,05	76	1265	L	1274	0,036±0,013
19	243,4	K	297,2	3,0±0,2	77*	1231	K	1285	0,09±0,03
20	244,6	K	298,4		78	1275	L	1284	0,015±0,009
21	290,7	L	298,5	0,9±0,1	79	(1260	K	1314	0,028±0,010)
22	297,0	M	298,7	0,26±0,05	80	(1284	K	1338	0,02±0,01)
23	256	K	310	0,16±0,05	81*	1291	K	1345	0,025±0,015
24	301	K	363	0,22±0,05	82	(1296	K	1350	0,013±0,009)
25	339	K	393	0,09±0,04	83	1323	K	1375	0,080±0,012
26	353	K	407	0,40±0,06	84*	(1338	K	1392	0,012±0,008)
27	399	L	407	0,06±0,03	85*	(1347	K	1401	0,018±0,010)
28*	437,6	K	491,4	0,076±0,02	86	1356	K	1410	0,030±0,012
29	460,6	K	514,4	0,75±0,04	87*	1365	K	1419	0,036±0,013
30	506,1	L	514,8	0,08±0,02	88	1365	L	1374	
31	485	K	538,9	2,25±0,15	89	1379	K	1433	0,054±0,016
32	531,1	L	540,0	0,42±0,06	90	(1385	K	1439	0,019±0,011)
33	539,4	M	541,1	0,15±0,05	91	1422	K	1476	0,024±0,014
34	593,8	K	647,6	5,25±0,30	92	1422	L	1431	
35	638,4	L	647,1	0,85±0,10	93*	1465	K	1519	0,010±0,005
36	647,0	M	648,7	0,26±0,07	94	1617	K	1671	0,026±0,009
37	620,1	K	673,9	0,032±0,012	95	1665	K	1719	0,023±0,007
38	630,3	K	684,1	0,11±0,03	96	(1717	K	1771	0,010±0,006)
39	654,8	K	708,6	0,098±0,020	97	1730	K	1784	0,018±0,005
40	675,9	K	729,7	6,9±0,4	98*	(1739	K	1793	0,004±0,004)
41	720,5	L	729,6	1,1±0,1	99	1753	K	1807	0,015±0,006
42	729,4	$M+N$	731,1	0,32±0,08	100	(1766	K	1820	0,011±0,007
43	700,9	K	754,7	0,63±0,11	101	(1799	K	1853	0,003±0,003
44	745,4	L	754,5	0,10±0,03	102	(1810	K	1864	0,004±0,004
45	751,8	M	753,5	0,036±0,018	103	1818	K	1872	0,008±0,004
46	713	K	766,7	0,80±0,13	104	1873	K	1927	0,016±0,005
47	757,1	L	766,1	0,14±0,04	105	1905	K	1959	0,016±0,005
48	765,5	$M+N$	767,2	0,056±0,022	106*	1954	K	2008	0,015±0,004
49*	773,3	K	827,1	0,10±0,03	107*	2015	K	2069	0,006±0,003
50*	(783,8	K	837,6	0,05±0,03)	108*	(2035	K	2089	0,007±0,004
51*	(791,7	K	845,5	0,04±0,02)	109*	2136	K	2190	0,007±0,003
52	804,5	K	858,3	0,10±0,03	110	2496	K	2550	0,010±0,004
53	819,4	K	873,9	0,92±0,13	111	2565	K	2619	0,010±0,005
54	863,8	L	872,9	0,14±0,04	112	2584	K	2638	0,011±0,005
55	826,0	K	879,8	2,6±0,4	113*	(2596	K	2650	0,006±0,004)
56	871,0	L	880,0	0,40±0,08	114	2621	K	2675	0,016±0,005
57	879,6	$M+N$	880,3	0,15±0,06	115	(2661	L	2670	0,002±0,001)
58	(889,2	K	943,0	0,07±0,04)	116*	(2674	K	2728	0,002±0,002)
					117	2709	K	2763	0,003±0,002

* Линия, по-видимому, двойная.

Погрешность в определении энергии конверсионных линий находится в пределах от 0,1 до 0,3%, в зависимости от их интенсивности и взаимного перекрытия. Разность энергий K и L-линий для всех переходов (за исключением перехода 2675 keV) близка к разности энергий связи для соответствующих оболочек Dy^{160}.

Конверсионные линии, наблюдавшиеся только в одной серии измерений или снятые с недостаточной статистической точностью, или, наконец, полученные при разложении нескольких близких линий, отмечены как сомнительные; данные о таких линиях заключены в скобки. Линии, обозначенные звездочкой, в предлагаемой схеме уровней Dy^{160} разместить не удалось.

Таблица 3

Ориентировочный баланс интенсивностей при распаде Ho^{160}

Энергия уровней, keV	Приход на уровень, %	Уход с уровня, %	Приходится на долю β- и K-захвата
0 Ho^{160}	66±12	—	
0 Dy^{160}	100±12	—	
86,5	71,0±8,3	79,2±8,6	?
283	17,3±2,2	19,1±1,1	?
966,5	43,5±4,9	35,6±4,6	0
1049	22,1±2,4	17,8±2,5	0
1156	8,0±1,2	9,6±1,3	?
1200	2,4±0,8	2,2±0,4	0
1264	1,2±0,2	5,8±0,9	4,6±1,1
1358	1,9±0,7	4,5±1,3	2,6±2,0
1565	5,4±1,8	9,4±1,5	4,0±3,3
1696	2,4±0,4	51,0±2,8	48,6±3,2
1721	4,5±0,8	1,6±0,8	0
1909	—	6,0±1,3	6,0±1,3
2637	—	6,2±1,2	6,2±1,2
2768	—	8,1±1,8	8,1±1,8
2830	—	7,9±1,7	7,9±1,7
2900	—	5,2±2,0	5,2±2,0
2922	—	2,7±1,4	2,7±1,4
			96±19

Экспериментальные соотношения K/L были сопоставлены с теоретическими для различных мультипольностей. В некоторых случаях несоответствие экспериментальных и теоретических данных указывает на то, что на L-линии накладываются K-линии других переходов. Именно по таким соображениям можно сделать заключение о существовании линий K-1419 и K-1476.

На рис. 2 и 3 приведены два участка спектра конверсионных электронов Ho^{160}. Линии K-1264 и K-1273 имеют полуширину 0,4%, в то время как полуширина линии K-1285 составляет 0,57% (рис. 2). Это указывает на наложение двух близких линий.

Полуширина близко расположенных конверсионных линий L-1264 и L-1273 равна 0,56%, что тоже не соответствует полуширине одиночных линий (0,4%). Данные об излучении Tb^{160} [4] указывают на возможность присутствия в спектре Ho^{160} перехода с $h\nu = 1314$ keV. Конверсионная линия K-1314, соответствующая этому переходу, расположилась бы между конверсионными линиями L-1264 и L-1273. Допуская, что линия 1314 keV присутствует в спектре Ho^{160}, мы провели второй вариант разложения данного участка спектра, предполагая, что полуширина всех линий должна равняться 0,4% (рис. 2, сверху). При таком варианте разложения отношения K/L для переходов 1264 и 1273 keV лучше согласуются с теоретическими значениями α_K/α_L, чем при первом варианте, но и в этом случае они значительно ниже теоретических значений для невысоких мультиполей. Это указывает на возможную примесь к L-1264 и L-1273 еще других линий.

Правее рассмотренных линий на рис. 2 следует группа неразрешенных линий, идентификация которых очень трудна. Путем разложения можно определить четыре линии: L-1285, K-1338, K-1345 и K-1350. Линии K-1338 и K-1350 мы отнесли к числу сомнительных, так как они слабы и разложение здесь трудно провести однозначно; кроме того, велика и статистическая ошибка. Если переход с $h\nu = 1314$ keV действительно существует в спектре Ho^{160}, то L-линия этого перехода должна находиться в этой же группе, располагаясь поблизости от линии K-1350.

На рис. 3 представлен самый жесткий участок конверсионного спектра Ho^{160}. Форма линии K-2675 отличается от стандартной формы линии тем,

что ее спад имеет расширение в сторону бóльших энергий. Может быть, здесь накладывается другая, более слабая линия. Наличие такой линии привело бы к погрешности в определении энергии и интенсивности ли-

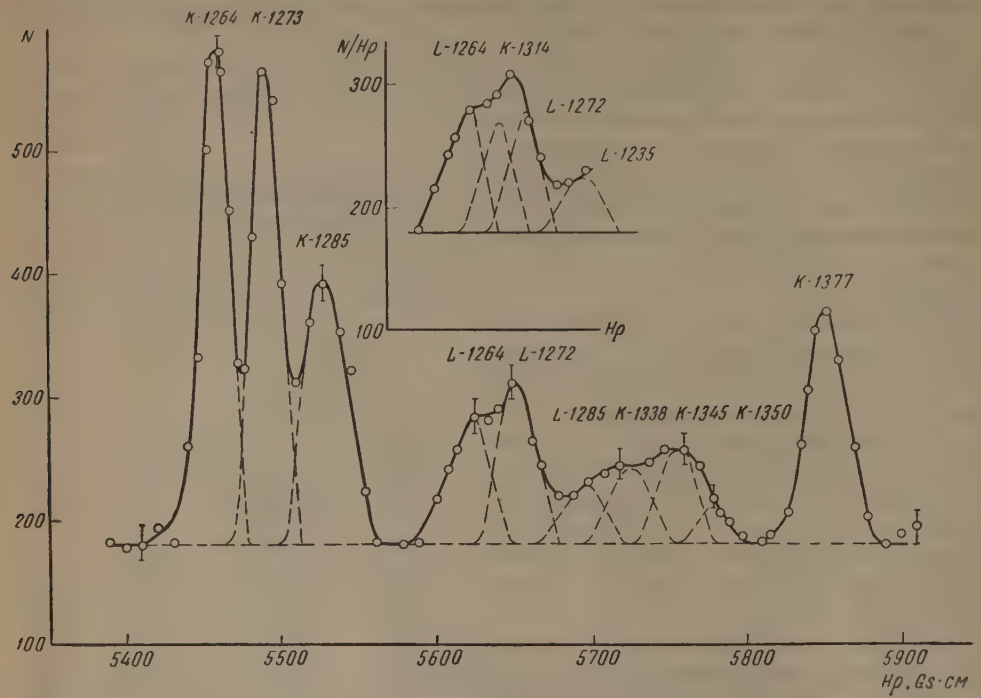


Рис. 2. Участок спектра электронов внутренней конверсии Ho^{160} в области H_ρ от 5400 до 5900 Gs·см. Пунктиром указано разложение линий. Линия K-1285 шире приборной. Наверху показано разложение группы L-конверсионных линий с выделением из них линий K-1304

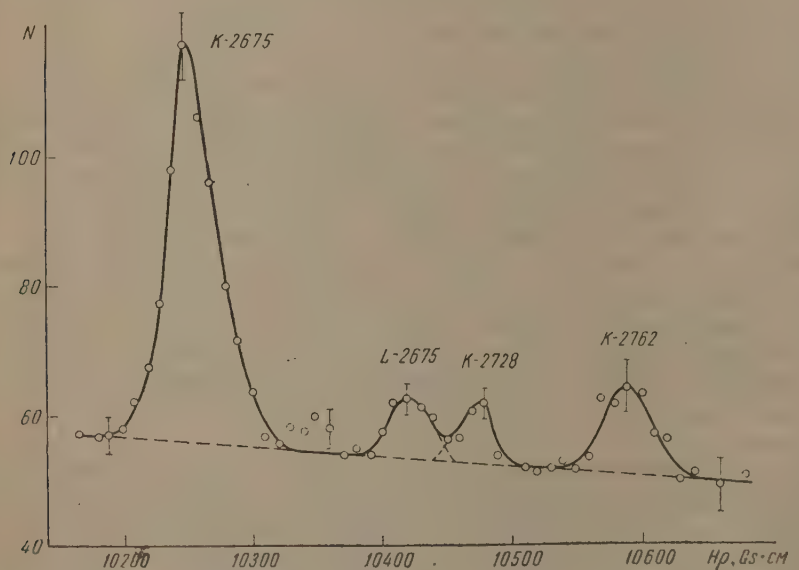


Рис. 3. Линии внутренней конверсии самых жестких переходов в Ho^{160}

нии K-2675 в сторону увеличения того и другого. Возможно, что этим и объясняется небольшое различие в энергии этого перехода, определенного по конверсии на K- и L-оболочках.

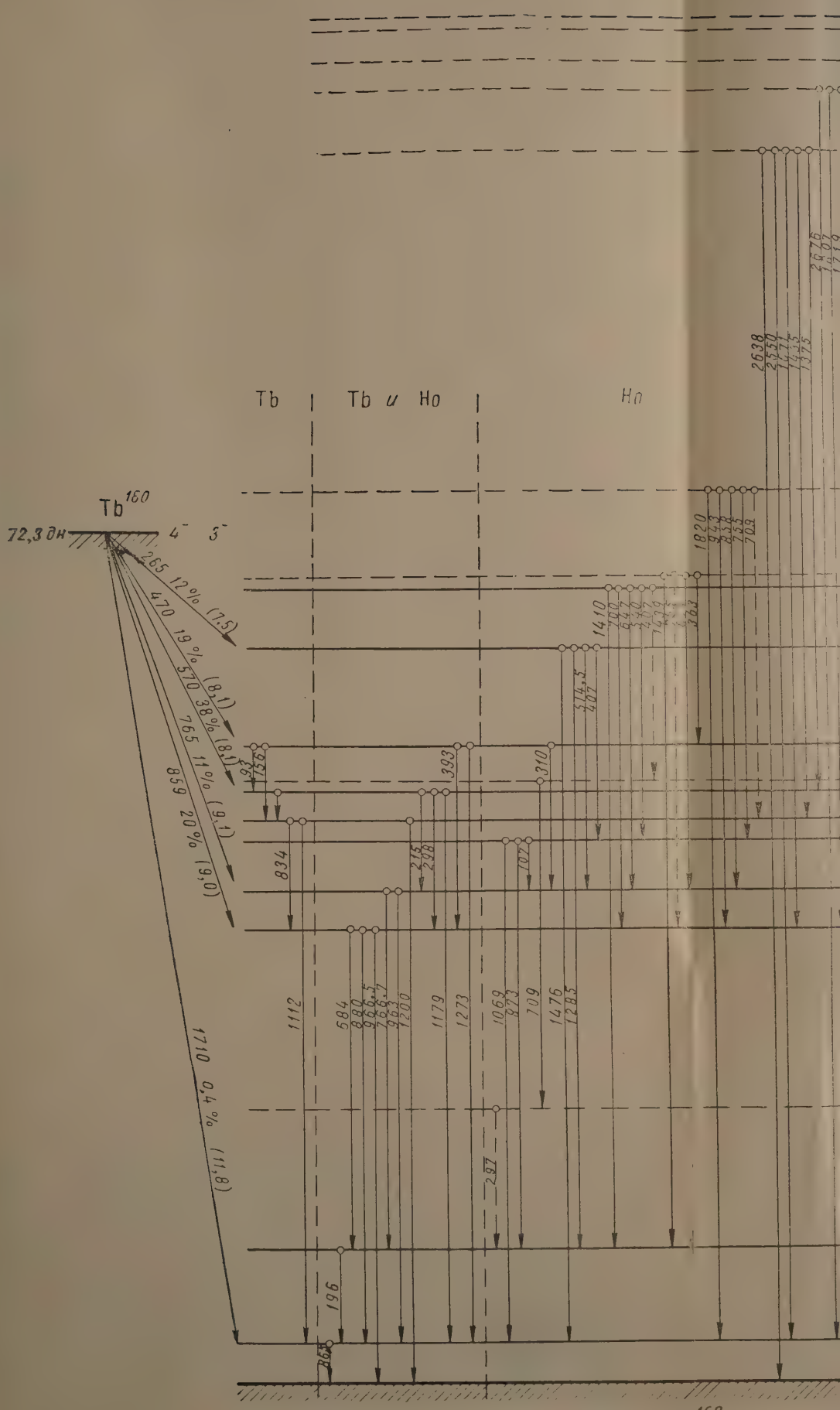
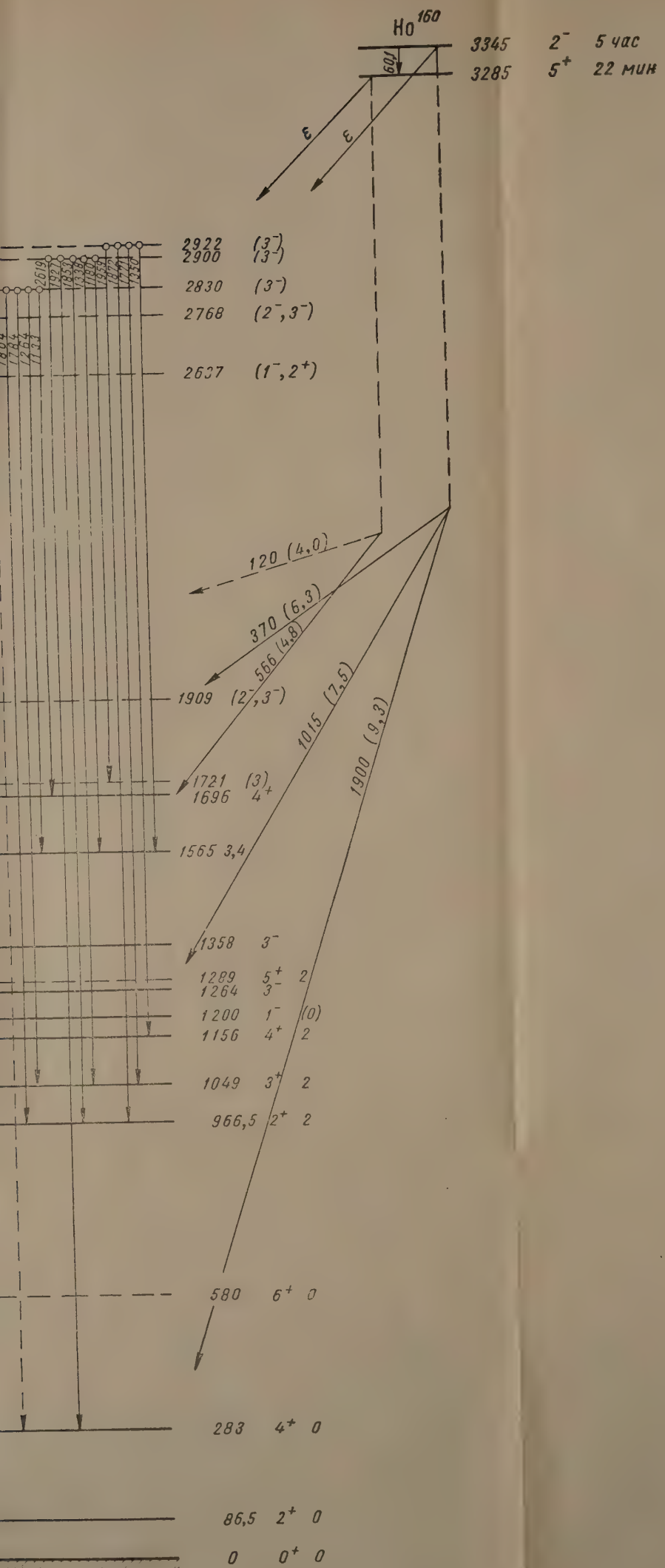


Рис. 4. Схема распада Ho^{160} и Tb^{160}, по данным



стоящей работы и [4]

Линию K-2728 мы тоже отнесли к числу сомнительных из-за недостаточного числа точек на ней в первой серии измерений (рис. 3) и недостаточной статистической точности во второй серии.

Линия K-2762 является самой жесткой, а также самой слабой линией, установленной достоверно. Она была получена в трех сериях измерений. Хотя статистическая погрешность значительна, в существовании линии нет сомнения.

4. Схема уровней Dy^{160}

Результаты настоящих исследований позволили существенным образом дополнить и расширить схему возбужденных уровней Dy^{160}, приведенную в [1] (рис. 4). Было впервые обнаружено несколько переходов, происходящих между уже известными уровнями Dy^{160}:

684,1 keV : 966,5 keV $(2^+) \rightarrow$ 283 keV (4^+)
1476 » 1565 » $(3,4) \rightarrow$ 86,5 » (2^+)
1410 » 1696 » $(4^+) \rightarrow$ 283 » (4^+)
673,0 » 1721 » $(3) \rightarrow$ 1049 » (3^+)

Кроме того, оказалось возможным определить положение нескольких более высоких возбужденных уровней Dy^{160}.

Новый уровень вводился на основе энергетических соотношений в том случае, когда с него наблюдается не менее четырех переходов на нижележащие уровни с близкими спинами. При этом учитывалось, что погрешность в определении энергии конверсионных линий не превышает 0,3%.

Приведенным требованиям удовлетворяют следующие уровни:

I. Уровень 1909 keV

86,5	(2^+)	+1820	=1906,5 keV
966,5	(2^+)	+ 943	=1909,5 »
1049	(3^+)	+ 858,3	=1907,3 »
1156	(4^+)	+ 754,7	=1910,7 »
1200	(1^-)	+ 708,6	=1908,6 »

Среднее 1908,5 keV

Наиболее вероятные характеристики этого уровня 2^- или 3^-

II. Уровень 2637 keV

Основное состояние	(0^+)	+2638	=2638 keV
86,5	(2^+)	+2550	=2636,5 »
966,5	(2^+)	+1671	=2637,5 »
1200	(1^-)	+1433	=2633 »
1264	(3^-)	+1375	=2639 »

Среднее 2637 keV

Наиболее вероятные характеристики этого уровня 1^- или 2^+

III. Уровень 2768 keV

86,5	(2^+)	+2675	=2761,5 keV
966,5	(2^+)	+1807	=2773,5 »
1049	(3^+)	+1719	=2768 »
1721	(3)	+1048	=2769 »

Среднее 2768 keV

Наиболее вероятные характеристики этого уровня 2^- или 3^-

IV. Уровень 2830 keV

966,5	(2^+)	+1864	=2830,5 keV
1049	(3^+)	+1784	=2833 »
1565	(3^-)	+1264	=2829 »
1696	(4^+)	+1133	=2829 »

Среднее 2830 keV

Наиболее вероятное значение спина 3^-

Наблюдающийся переход с энергией 2550 keV мог бы быть объяснен так:

283 (4^+) + 2550 = 2833 keV; однако он уже раньше помещен между уровнями 2637 и 86,5 keV.

V. Уровень 2900 keV

283	(4^+)	+2619	=2902 keV
966,5	(2^+)	+1927	=2893,5 »
1049	(3^+)	+1853	=2902 »
1565	(3^-)	+1338	=2903 »

Среднее 2900 keV

Наиболее вероятное значение спина 3^-

VI. Уровень 2922 keV

966,5	(2^+)	+1959	=2925,5 keV
1049	(3^+)	+1872	=2921 »
1156	(4^+)	+1771	=2927 »
1565	(3,4)	+1350	=2915 »

Среднее 2922 keV

Наиболее вероятное значение спина 3^-

Не исключено, что переход 2638 keV, который был помещен между уровнем 2637 keV и основным состоянием, происходит между уровнями 2922 и 283 keV (4^+).

Кроме того, имеется возможность: 1200 (1^-) + 1719 = 2919 keV. Однако кажется более вероятным, что переход 1719 keV расположен между уровнями 2768 и 1049 keV, как указывалось выше.

Таким образом, из наблюденных нами 74 переходов размещено в предлагаемой схеме 57; 17 переходов осталось неразмещенными.

Если вводить уровни уже по двум-трем переходам с них на нижележащие уровни, то можно разместить почти все наблюденные γ-переходы. Однако такой подход к анализу схемы давал бы надежные результаты лишь в том случае, когда энергии переходов были бы определены на порядок точнее.

5. Ориентировочный баланс интенсивностей в Ho^{160}

Для предложенной схемы распада Ho^{160} мы провели подсчет баланса интенсивностей переходов, связанных с данным уровнем, взяв за основу относительные интенсивности конверсионных линий. При этом полная вероятность перехода определялась с учетом коэффициента конверсии для излучения той мультипольности, которая следует из данных по K/L из схемы распада (рис. 4) и из данных о распаде Tb^{160} [4].

Для расчетов по переходам, представляющим смесь излучений $M1 + E2$, мы принимали, что доля каждого вида излучения равна 0,5. Жесткие переходы, мультипольности которых не определены, мы считали переходами типа $E1$. Мы предположили, что неразмещенные в схеме 17 малоинтенсивных жестких γ-переходов происходят между уровнями высоких энергий со спинами 1^-, 2^- и 3^- и уровнями первой ротационной полосы 0^+, 2^+ и 4^+. Вероятный вклад этих переходов в баланс интенсивностей уровней был учтен в соответствии с их статистическим весом, определенным из значений спинов. Приняв сумму интенсивностей переходов на основное состояние Dy^{160} за 100%, мы получили результаты, приведенные в табл. 3. Проведенный подсчет связан с большими погрешностями, проистекающими из экспериментальных ошибок в определении интенсивностей конверсионных линий (учтенными в табл. 3), из неопределенности размещения ряда переходов в схеме и вынужденного произвола в предположении об их мультипольности. Несмотря на это, как видно из табл. 3, очень сильных противоречий в балансе интенсивностей нет.

Авторы искренне признательны сотрудникам ОИЯИ за облучение танталовой мишени, группе сотрудников лаборатории А. Н. Мурина во главе с Б. К. Преображенским за искусное приготовление источников; К. Я. Громову за помощь в организации работ, связанных с приготовлением источника.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крафт О. Е., Крацик Б., Пекер Л. К., Изв. АН СССР. Сер. физ. 22, 101 (1958).
2. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крацик Б., Преображенский Б. К., Янчевская И. С., Докл. АН СССР, 117, 53 (1957).
3. Джелепов Б. С., Крафт О. Е., Преображенский Б. К., Докл. АН СССР, 116, 581 (1957).
4. Григорьев Е. П., Золотавин А. В., Крацик Б., Изв. АН СССР. Сер. физ., 23, 191 (1959).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Л. Н. ЗЫРЯНОВА

К ВЫЧИСЛЕНИЮ ПРИВЕДЕННОГО ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ЯДЕР ft ДЛЯ УНИКАЛЬНЫХ β-ПЕРЕХОДОВ

Вероятность β-распада ядра в единицу времени в обычных обозначениях теории дается известным выражением:

$$\lambda = \frac{g^2}{2\pi^3} \int_1^{E_0} F(E,Z)\, Ep\, (E_0 - E)^2\, C_n(E, E_0, Z)\, dE,$$

где C_n — фактор формы β-спектра n-го запрещения.

В случае разрешенных β-переходов знание интеграла Ферми

$$f_0 = \int_1^{E_0} F(E,Z)\, Ep\, (E_0 - E)^2\, dE$$

позволяет находить приведенное время жизни ядра $f_0 t$, дающее сведения об изменении состояния ядра при β-переходе.

Неоднозначность выражения C_n в случае запрещенных β-переходов, связанная с неизвестной величиной ядерных матричных элементов, приводит к тому, что для большинства запрещенных переходов при вычислении произведения ft вместо величины

$$f_n = \int_1^{E_0} F(E, Z)\, Ep\, (E_0 - E)^2\, C_n\, dF$$

пользуются разрешенными значениями f_0. Случай уникальных β-переходов, выделяющийся однозначностью теоретического выражения, позволяет включить в функцию $f_n^{\text{ун}}$ энергетическую зависимость фактора C_n. При этом значения $f_n^{\text{ун}} t$, найденные для β-переходов, дают более прямые сведения о ядерном матричном элементе перехода, чем величины $f_0 t$.

В данной работе получены численные значения интеграла Ферми $f_n^{\text{ун}}$ для β-переходов первого и второго запрещения.

Фактор формы для переходов первого запрещения с $\Delta I = 2$ имеет вид [1]:

$$C_1 = \left(\frac{1}{12} K^2 L_0 + \frac{3}{4} L_1\right) \sum_{ij} |B_{ij}|^2,$$

где $K = E_0 - E$ — энергия нейтрино, L_0 и L_1 — комбинации волновых функций β-частицы.

При нахождении численных значений интеграла

$$f_1^{\text{ун}} = \int_1^{E_0} F(E; Z)\, Ep\, (E_0 - E)^2 \left(\frac{1}{12} K^2 L_0 + \frac{3}{4} L_1\right) dE$$

были использованы значения функций $F(E, Z)$, L_0 и L_1 [2], рассчитанные с учетом кулоновского поля, экранирования и конечных размеров ядра.

В табл. 1 и 2 приведены для β^-- и β^+-спектров значения отношения

$$\langle C_1 \rangle = f_1^{\text{ун}} / f_0.$$

Численные значения f_0 взяты из таблиц [2].

Таблица 1

Значения отношения $\langle C_1 \rangle = f_1^{\text{ун}}/f_0$ для электронных излучателей первого запрещения

Z	E_0, keV					
	100	200	500	1000	2000	4000
10	0,0118	0,0289	0,1055	0,314	1,025	3,57
20	0,0129	0,0291	0,1045	0,302	1,005	3,55
30	0,0141	0,0294	0,1024	0,294	0,988	3,53
40	0,0152	0,0298	0,0983	0,288	0,971	3,51
50	0,0164	0,0302	0,0953	0,284	0,958	3,51
60	0,0176	0,0306	0,0940	0,280	0,949	3,50
70	0,0188	0,0312	0,0933	0,277	0,939	3,50
80	0,0199	0,0318	0,0931	0,274	0,933	3,51
90	0,0209	0,0325	0,0930	0,271	0,928	3,51
98	0,0216	0,0332	0,0931	0,268	0,923	3,51

Таблица 2

Значения отношения $\langle C_1 \rangle = f_1^{\text{ун}}/f_0$ для позитронных излучателей первого запрещения

Z	E_0, keV					
	100	200	500	1000	2000	4000
10	0,0147	0,0385	0,113	0,321	1,017	3,61
20	0,0169	0,0402	0,115	0,325	1,008	3,57
30	0,0194	0,0428	0,116	0,326	0,993	3,52
40	0,0224	0,0436	0,116	0,326	0,975	3,49
50	0,0262	0,0440	0,114	0,323	0,953	3,43
60	0,0298	0,0438	0,111	0,315	0,928	3,33
70	0,0319	0,0432	0,107	0,303	0,898	3,21
80	0,0327	0,0416	0,103	0,288	0,864	3,05
90	0,0315	0,0381	0,0945	0,264	0,817	2,86
98	0,0290	0,0325	0,0860	0,239	0,774	2,72

На основе полученных точных значений $\langle C_1 \rangle$ можно оценить имеющиеся в литературе приближенные выражения этой величины [3 — 5]. Предложенная, например, в работе [5] замена

$$\langle C_1 \rangle \approx {}^1/_{24}\,(E_0^2 - 1)$$

удовлетворительно передает общий характер зависимости $\langle C_1 \rangle$ от энергии перехода, но предсказывает численные значения, которые могут отличаться от данных табл. 1 и 2 до 25% при больших E_0 и до 50% при низких границах спектра.

Для переходов второго запрещения с $\Delta I = 3$ фактор формы имеет вид [1]:

$$C_2 = \frac{1}{72}\left(\frac{1}{15}K^4L_0 + 2K^2L_1 + 15L_2\right)\sum_{ijk}|B_{ijk}|^2.$$

Численное интегрирование выражения

$$f_2^{\text{ун}} = \int_1^{E_0} F(E, Z)\,Ep\,(E_0 - E)^2 \cdot \frac{1}{72}\left(\frac{1}{15}K^4L_0 + 2K^2L_1 + 15L_2\right)dE$$

проведено на основе таблиц [2].

Значения $\langle C_2 \rangle = \frac{f_2^{\text{ун}}}{f_0}$ для β^-- и β^+-спектров приведены в табл. 3 и 4. Для величины $\langle C_2 \rangle$ является характерной еще более сильная зависимость от энергии, чем в случае β-переходов первого запрещения.

Таблица 3

Значения отношения $\langle C_2 \rangle = f_2^{\text{ун}}/f_0$ для электронных излучателей второго запрещения

Z	E_0, keV				
	100	500	1000	2000	4000
10	$2{,}64 \cdot 10^{-5}$	$1{,}93 \cdot 10^{-3}$	0,0166	0,182	2,08
20	$2{,}76 \cdot 10^{-5}$	$1{,}90 \cdot 10^{-3}$	0,0158	0,168	2,00
30	$2{,}92 \cdot 10^{-5}$	$1{,}87 \cdot 10^{-3}$	0,0152	0,160	1,95
40	$3{,}12 \cdot 10^{-5}$	$1{,}83 \cdot 10^{-3}$	0,0147	0,154	1,91
50	$3{,}36 \cdot 10^{-5}$	$1{,}79 \cdot 10^{-3}$	0,0142	0,150	1,91
60	$3{,}66 \cdot 10^{-5}$	$1{,}74 \cdot 10^{-3}$	0,0138	0,148	1,92
70	$4{,}06 \cdot 10^{-5}$	$1{,}70 \cdot 10^{-3}$	0,0134	0,146	1,94
80	$4{,}62 \cdot 10^{-5}$	$1{,}64 \cdot 10^{-3}$	0,0128	0,145	1,97
90	$5{,}60 \cdot 10^{-5}$	$1{,}59 \cdot 10^{-3}$	0,0123	0,144	2,03
98	$8{,}75 \cdot 10^{-5}$	$1{,}55 \cdot 10^{-3}$	0,0119	0,143	2,07

Таблица 4

Значения отношения $\langle C_2 \rangle = f_2^{\text{ун}}/f_0$ для позитронных излучателей второго запрещения

Z	E_0, keV				
	100	500	1000	2000	4000
10	$3{,}83 \cdot 10^{-5}$	$2{,}11 \cdot 10^{-3}$	0,0170	0,172	2,09
20	$5{,}40 \cdot 10^{-5}$	$2{,}23 \cdot 10^{-3}$	0,0180	0,171	2,05
30	$6{,}21 \cdot 10^{-5}$	$2{,}30 \cdot 10^{-3}$	0,0181	0,169	2,00
40	$6{,}66 \cdot 10^{-5}$	$2{,}34 \cdot 10^{-3}$	0,0179	0,164	1,95
50	$7{,}01 \cdot 10^{-5}$	$2{,}33 \cdot 10^{-3}$	0,0174	0,155	1,87
60	$7{,}14 \cdot 10^{-5}$	$2{,}28 \cdot 10^{-3}$	0,0163	0,146	1,79
70	$7{,}23 \cdot 10^{-5}$	$2{,}20 \cdot 10^{-3}$	0,0151	0,134	1,70
80	$7{,}28 \cdot 10^{-5}$	$2{,}03 \cdot 10^{-3}$	0,0135	0,120	1,61
90	$7{,}30 \cdot 10^{-5}$	$1{,}84 \cdot 10^{-3}$	0,0120	0,104	1,51
98	$7{,}32 \cdot 10^{-5}$	$1{,}63 \cdot 10^{-3}$	0,0106	0,0898	1,42

Вероятность распада ядра путем захвата орбитального K-электрона может быть представлена теми же формулами, что и вероятность β-распада, если записать, что для первого запрещения

$$(f_K)_1^{\text{ун}} = \frac{1}{12} q_K^2 (f_K)_0,$$

а для второго запрещения

$$(f_K)_2^{\text{ун}} = \frac{1}{1080} q_K^4 (f_K)_0;$$

здесь q_K — энергия нейтрино, испущенного при K-захвате, $(f_K)_0 = \frac{\pi}{2} q_K^2 G_K^2$ — значение функции f_K для разрешенного захвата (G_K — волновая функция K-электрона). Численные значения $(f_K)_0$ приведены в работе [6].

Отношения $\frac{(f_K)_1^{\text{ун}}}{(f_K)_0}$ и $\frac{(f_K)_2^{\text{ус}}}{f_0}$ для нескольких β-переходов представлены в табл. 5 и 6.

Факторы $\langle C_n \rangle$, приведенные в табл. 1 — 6, должны использоваться при вычислении произведения ft для уникальных переходов следующим

Таблица 5

Значения отношения $(f_K)_1^{\text{ун}}/(f_K)_0$ для K-захвата первого запрещения

ΔM_a, m_0c^2	Z				
	20	40	60	80	98
0,02	$1{,}220\cdot10^{-5}$				
0,10	$7{,}078\cdot10^{-4}$	$3{,}497\cdot10^{-4}$	$1{,}808\cdot10^{-5}$		
0,30	$7{,}110\cdot10^{-3}$	$5{,}342\cdot10^{-3}$	$3{,}842\cdot10^{-3}$		
0,50	0,02018	0,01800	0,01433	$3{,}484\cdot10^{-3}$	$4{,}658\cdot10^{-3}$
1,00	0,08202	0,07757	0,06973	0,05843	0,04519
1,50	0,1855	0,1788	0,1668	0,1490	0,1274
2,00	0,3307	0,3217	0,3055	0,2813	0,2513
3,00	0,7461	0,7325	0,7080	0,6709	0,6240
5,00	2,077	2,054	2,013	1,950	1,869
8,00	5,323	5,286	5,220	5,119	4,988

Таблица 6

Значения отношения $(f_K)_2^{\text{ун}}/(f_K)_0$ для K-захвата второго запрещения

ΔM_a, m_0c^2	Z				
	20	40	60	80	98
0,02	$1{,}983\cdot10^{-11}$				
0,10	$6{,}661\cdot10^{-8}$	$1{,}630\cdot10^{-8}$	$4{,}360\cdot10^{-11}$		
0,30	$6{,}740\cdot10^{-6}$	$4{,}551\cdot10^{-6}$	$1{,}968\cdot10^{-6}$	$3{,}296\cdot10^{-7}$	$1{,}629\cdot10^{-9}$
0,50	$5{,}429\cdot10^{-5}$	$4{,}321\cdot10^{-5}$	$2{,}739\cdot10^{-5}$	$1{,}199\cdot10^{-5}$	$2{,}893\cdot10^{-6}$
1,00	$8{,}969\cdot10^{-4}$	$8{,}022\cdot10^{-4}$	$6{,}483\cdot10^{-4}$	$4{,}553\cdot10^{-4}$	$2{,}724\cdot10^{-4}$
1,50	$4{,}589\cdot10^{-3}$	$4{,}262\cdot10^{-3}$	$3{,}708\cdot10^{-3}$	$2{,}961\cdot10^{-3}$	$2{,}164\cdot10^{-3}$
2,00	0,01458	0,01380	0,01244	0,01055	$8{,}418\cdot10^{-3}$
3,00	0,07421	0,07154	0,06683	0,06001	0,05192
5,00	0,5750	0,5625	0,5403	0,5069	0,4660
8,00	3,778	3,725	3,633	3,493	3,317

Таблица 7

Уникальные β-переходы

Переходы	E_0, keV	$\lg f_0 t$	$\lg f_1^{\text{ун}} t$	Переходы	E_0, kev	$\lg f_0 t$	$\lg f_1^{\text{ун}} t$
N^{16} (β⁻) O^{16}	10400	6,3	7,7	Se^{79} (β⁻) Br^{79}	160	10,8	9,1
S^{37} (β⁻) Cl^{37}	4300	7,0	7,6	Zr^{93} (β⁻) Nb^{93}	34	10,7	8,8
Ca^{41} (ε) K^{41}	440	10,6	9,4	Tl^{204} (ε) Hg^{204}	376	10,1	8,5
				Tl^{204} (β⁻) Pb^{204}	765	9,7	9,0

образом:

$$(f_n t)_{\text{ун}} = (f_0 t)_{\text{разр}} \cdot \langle C_n \rangle .$$

Систематика β-переходов показывает, что учет $\langle C_n \rangle$ значительно уменьшает разброс в величинах ft известных уникальных переходов. Особенно сильно влияние фактора сказывается на переходах с очень малой и очень большой граничной энергией. В табл. 7 показано несколько примеров таких переходов [7]. Значения $\lg f_0 t$ для них лежат вне пределов области $(7{,}5 \div 9{,}5)$, характерной для большинства уникальных переходов. Величины же $\lg (f_1^{\text{ун}} t)$ значительно лучше группируются около средних значений.

Выражаю глубокую благодарность Б. С. Джелепову за внимание к работе и Ф. И. Лангелен за помощь при расчетах.

Научно-исследовательский
физический институт
Ленинградского гос. университета
имени А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Konopinski E. J., Uhlenbeck G., Phys. Rev., **60**, 308 (1941).
2. Джелепов Б. С., Зырянова Л. Н., Влияние электрического поля атома на β-распад.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1956.
3. Taketani M., Nakamura S., Umezawa M., Ono K., Yamaguchi Y., Phys. Rev., **82**, 441 (1951).
4. Davidson J. P., Phys. Rev., **82**, 48 (1951).
5. Perlman M. L., Welker J. P., Wolfsberg M., Phys. Rev., **110**, 381 (1958).
6. Банд И. М., Зырянова Л. Н., Цин-Чей-Жуй. Изв. АН СССР. Сер. физ., **20**, 1387 (1956).
7. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1958.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

О. И. СУМБАЕВ

К ТЕОРИИ ФОКУСИРУЮЩИХ КРИСТАЛЛ-ДИФРАКЦИОННЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ

(ВЫБОР СИСТЕМЫ ОТРАЖАЮЩИХ ПЛОСКОСТЕЙ ИЗОГНУТОГО КРИСТАЛЛА)

При выборе системы отражающих плоскостей кристаллической пластины, используемой в фокусирующих дифракционных спектрометрах, обычно руководствуются величинами межплоскостного расстояния d и структурного фактора F. Межплоскостное расстояние определяет дисперсию прибора:

$$\frac{d\vartheta}{d\lambda} = \frac{1}{2d\cos\vartheta},$$

где ϑ — угол Брэгга, λ — длина волны исследуемого излучения.

Интенсивность отражения (площадь линии) зависит от интегрального коэффициента отражения R_ϑ. Для толстого идеального кристалла R_ϑ определяется известным соотношением:

$$R_{\vartheta I} \approx p r_0 d (F/V) \lambda, \qquad (1)$$

где p — фактор, зависящий от поляризации (при малых ϑ близкий к 1), V — объем единичной ячейки кристалла

$$r_0 = \frac{e^2}{mc^2}.$$

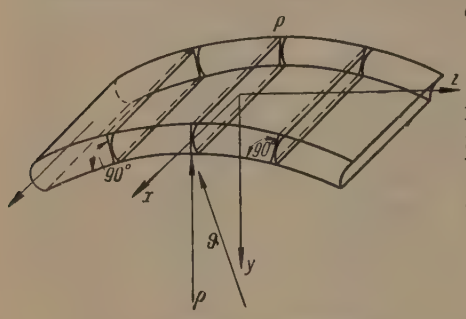


Рис. 1. Изогнутая пластина. P — отражающие плоскости

В работах [1] и позднее [2] экспериментально исследовалась зависимость R_ϑ от λ для изогнутого по цилиндру кварцевого кристалла в фокусирующем спектрометре с фокусировкой по Кошуа. Эта зависимость оказалась квадратичной, характерной для мозаичного кристалла с малой первичной экстинкцией. Для такого кристалла выражение для R_ϑ имеет вид

$$R_{\vartheta II} \approx p^2 r_0^2 d \left(\frac{F}{V}\right)^2 \lambda^2 T, \qquad (2)$$

где T — толщина кристалла. Такое же выражение получено теоретически и для изогнутого по цилиндру толстого идеального кристалла при учете искривления отражающих плоскостей [2].

Уравнение поверхности, по которой изгибаются отражающие плоскости, до изгиба перпендикулярные оси пластины (рис. 1), может быть приближенно записано как [2]

$$z = fy^2, \qquad (3)$$

где

$$f = \frac{1}{2\rho} \frac{a_{34} - \frac{a_{35}}{a_{55}} a_{45}}{a_{33} - \frac{a_{35}^2}{a_{55}}},$$

а a_{ij} — упругие коэффициенты.

Для анизотропной пластинки, в частности для пластинки из α-кварца, коэффициент f, вообще говоря, не равен 0. Величина его может быть такова, что толщина когерентно отражающего слоя Δy (на такие слои разбивается по толщине кристаллическая пластинка за счет изгиба плоскостей) оказывается меньше расстояния первичного затухания t_x [2]. При этом условии R_θ определяется соотношением (2).

Упругие постоянные зависят от ориентации пластины относительно кристаллографических осей. При некоторых частных ориентациях f может стать равным или близким 0. При этом нормальные сечения остаются плоскими и лишь поворачиваются, располагаясь веерообразно, а коэффициент R_θ должен следовать зависимости (1) [1].

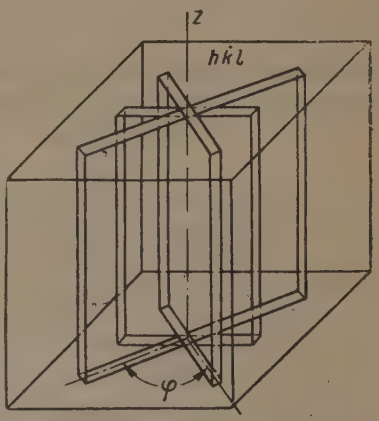


Рис. 2. Семейство пластин с одинаковыми отражающими плоскостями hkl, но разными значениями коэффициента f, характеризующего их искривление

Рассмотрим семейство пластин, вырезанных из куба, две противоположные грани которого совпадают с плоскостями hkl (рис. 2). Все эти пластины имеют одинаково расположенные отражающие плоскости hkl. Одинаковыми будут, очевидно, и значения d и F. Преобразуя упругие коэффициенты соотношения (3) по обычным правилам преобразования компонент тензора при повороте вокруг одной оси z, легко получить зависимость коэффициента f от угла поворота φ:

$$f = \frac{1}{2\rho}\frac{(a_{34}a_{55} - a_{35}a_{45})\cos\varphi + (a_{45}a_{34} - a_{44}a_{35})\sin\varphi}{(a_{33}a_{44} - a_{34}^2)\sin^2\varphi + (a_{45}a_{33} - a_{34}a_{35})\sin 2\varphi + (a_{33}a_{55} - a_{35}^2)\cos^2\varphi}, \quad (4)$$

где a_{ij} — упругие постоянные для положения пластины, принятого за начальное (то, от которого производится отсчет φ). Оказывается, таким образом, что f при данных d и F, вообще говоря, есть величина переменная. В таблице и на рис. 3 приведены значения $f(\varphi)$ для некоторых, наиболее удобных для использования в спектрометрах, плоскостей α-кварца.

Параметры плоскостей α-кварца, наиболее удобных для использования в спектрометрах (при ρ=200 см)

Индекс	d, X	F	$f\cdot10^4$, см$^{-1}$	$f_{пр}\cdot10^3$, см$^{-1}$
$10\bar{1}0$	4246,09	15,6	$f_0^*=0$; $f_{90}^{**}=8,3$	1,5
$11\bar{2}0$	2451,40	17,5	$R\equiv0$	1,1
$13\bar{4}0$	1177,64	26,9	$f_0^*=1,8$; $f_{90}=-6,2$	1,2
$22\bar{4}3$	1012,75	15,6	$f_0^{***}=-12$; $f_{90}=6,4$	0,3
$50\bar{5}2$	810,00	21,7	$f_0^{****}=0$; $f_{90}=-12$	0,5

* Пластины вырезаны так, что оптическая ось кристалла лежит в плоскости большой грани и параллельна боковому ребру. ** Индекс у f означает угол поворота из исходного положения вокруг продольной оси пластины. *** Пластина получена из Y-среза поворотом на 55°48′ по часовой стрелке вокруг оси Y. **** Пластина получена из X-среза поворотом на 72°30′ против часовой стрелки вокруг оси X.

Оценим те значения f, выше которых следует ожидать квадратичной зависимости R_θ от λ, полагая для этого: $\Delta y = t_x$. Подставляя

$$\Delta y = \sqrt{\frac{d}{2\pi f}} \quad [2]$$

и

$$t_x = \left[2r_0\left(\frac{F}{V}\right)pd\,\mathrm{tg}\,\vartheta\right]^{-1} \approx \left[r_0\left(\frac{F}{V}\right)p\lambda\right]^{-1}\ [3],$$

получим, после преобразований:

$$f_{\text{пр}} = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{R_{\vartheta\,\text{II}}}{T}\right).$$

Численные значения $f_{\text{пр}}$ (при $E = 100$ keV ($\lambda = 120$ mÅ) и $\rho = 200$ см) приведены в последней графе таблицы. Сравнивая f и $f_{\text{пр}}$, легко видеть, что в большей области углов φ (при $E \geqslant 100$ keV) для всех рассмотренных пластин (за исключением пластины с плоскостями $11\bar{2}0$) следует ожидать квадратичной зависимости R_ϑ от λ. Однако для всех этих пластин существует область углов φ, в которой $f < f_{\text{пр}}$, и названная зависимость должна переходить в линейную.

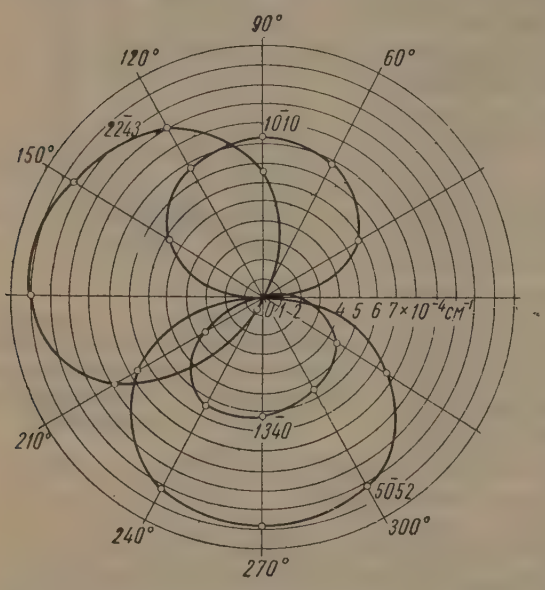


Рис. 3. Зависимость коэффициента f, характеризующего искривление отражающих плоскостей, от угла поворота пластины вокруг оси z

После опубликования работы [1], экспериментально установившей квадратичный характер зависимости R_ϑ от λ для изогнутых кварцевых пластин с нормально расположенными плоскостями $13\bar{4}0$, появилась тенденция принимать при расчете спектральной чувствительности γ-спектрометров зависимость R_ϑ от λ квадратичной и для пластин с другими плоскостями [3]. Между тем, из вышеизложенного следует, что такое предположение может оказаться неверным даже для пластин с теми же самыми (нормально расположенными) плоскостями, если повороты сравниваемых пластин вокруг z (рис. 2) различны. Изгиб отражающих плоскостей существенно влияет и на другие свойства прибора, в частности, на форму и ширину спектральной линии [4]. Описанную зависимость необходимо поэтому учитывать при рассмотрении всех этих параметров.

В заключение следует подчеркнуть, что предыдущее рассмотрение проведено для плоскостей, перпендикулярных к продольной оси плоской параллельной пластины. Плоскости, положение которых отклоняется от нормальности к указанной оси, будут несколько изогнуты за счет проекции изгиба самой пластинки, причем этот изгиб может играть ту же роль, что и описанный выше эффект, обусловленный анизотропией [5]. Для сечений, отклоняющихся от нормальности, коэффициент f можно записать в виде: $f = f_0 + \alpha/\rho$, где f_0 — коэффициент для нормальных плоскостей, определяемый соотношением (3), а член α/ρ учитывает изгиб, связанный с отклонением от нормальности на малый угол α.

Цитированная литература

1. Lind D. A., West W. J., Du-Mond J. W. M., Phys. Rev., 77, 475 (1950).
2. Сумбаев О. И., Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 1276 (1957).
3. Beckman O., Nuclear Instruments, 3, 27 (1958).
4. Сумбаев О. И., ПТЭ, 3, 27 (1958).
5. Berreman D. W., Phys. Rev., 110, 992 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. Г. ХАБАХПАШЕВ и Э. М. ЦЕНТЕР

УГЛОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ γ-ЛУЧЕЙ Ne^{21}

Угловая корреляция γ-лучей Ne^{21} изучалась на источнике нейтронов Po—O. Источник представлял собой азотнокислый раствор Po^{210} в воде, обогащенной изотопом O^{18} до 24%. Реакция O^{18} (α, n) Ne^{21} в таком источнике сопровождается испусканием γ-квантов с энергиями 0,35 и 1,38 MeV. Линия 0,35 MeV связана с первым возбужденным уровнем ядра Ne^{21}, и ее интенсивность по отношению к выходу нейтронов составляет 45%. Линия 1,38 MeV связана с переходом со второго возбужденного уровня на первый; интенсивность ее — 10%. Верхний предел интенсивности прямого перехода со второго возбужденного уровня на основной равен 1%. Верхний предел интенсивности переходов, связанных с третьим уровнем (энергия возбуждения 2,84 MeV), составляет 4%. Эти данные о γ-излучении источника Po—O были получены при помощи сцинтилляционного спектрометра и схемы n — γ-совпадений.

Для измерения угловой корреляции использовалась быстро-медленная схема совпадений (см. рисунок). В схеме применялись сцинтилляционные счетчики с кристаллами NaJ размером 40 × 40 мм. Селектор импульсов во втором канале был настроен на фотопик линии 1,38 MeV. В первом канале регистрировались γ-кванты с энергией 0,35 MeV. Число совпадений при различных углах между направлениями из источника на счетчики определялось по площади фотопика линии 0,35 MeV, которая измерялась при помощи 50-канального анализатора импульсов.

Такая схема вместе с боковым свинцовым экраном у неподвижного счетчика практически полностью исключала регистрацию одним кристаллом γ-квантов, рассеянных в другом кристалле. Кроме того, быстро-медленная схема снижала относительное число случайных совпадений до 0,3%. Возможная нестабильность счета во втором канале исключалась нормировкой скорости счета совпадений по скорости счета на выходе селектора. Нестабильность работы первого канала могла привести только к смещению фотопика линии 0,35 MeV, а не к изменению его площади и, следовательно, не сказывалась на результатах измерений.

Источник интенсивностью 10^5 нейтронов в секунду устанавливался на оси вращения второго счетчика на расстоянии 62 мм от каждого кристалла. Измерения велись при углах 90, 120, 150 и 180°. Результаты измерений обрабатывались по методу наименьших квадратов. При обработке вносились поправки на конечное угловое разрешение, рассеяние в источнике и конечные размеры источника.

Конечное угловое разрешение детекторов, так же как и рассеяние в источнике, приводит к «размазыванию» угловой корреляции; поправки на эти два эффекта удобно вычислить совместно. Если для регистрации γ-излучения используются сцинтилляционные счетчики с хорошим энергетическим разрешением и регистрируются только импульсы, соответствующие полному поглощению γ-квантов в кристалле, то рассеянные кванты могут быть зарегистрированы только в том случае, когда угол рассеяния меньше ψ. Величина ψ зависит от ширины окна анализатора и энергии γ-кванта.

Пусть корреляция описывается выражением

$$W = 1 + \sum_{1}^{k_m} A_{2k} P_{2k} (\cos \vartheta).$$

Обозначим через n_1 отношение числа квантов с энергией E_1, вышедших из источника без рассеяния, к полному числу квантов, которые могут регистрироваться первым счетчиком. Тогда часть квантов, вышедших из источника и рассеявшихся на углы, меньшие ψ_1, будет равна $1 - n_1$. Такие же обозначения введем для квантов с энергией E_2. Тогда для измеренной функции корреляции можно написать:

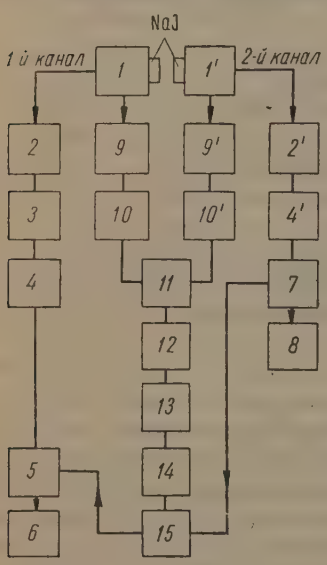
$$\overline{W}(\vartheta) = n_1 n_2 \int W(\vartheta')\, d\Omega_1 d\Omega_2 \varepsilon_1(\alpha_1)\, \varepsilon_2(\alpha_2) +$$

$$+ n_2 (1 - n_1) \int W_1'(\vartheta')\, d\Omega_1 d\Omega_2 p_1(\alpha_1 \psi_1)\, \varepsilon_1^s \varepsilon_2(\alpha_2) +$$

$$+ n_1 (1 - n_2) \int W(\vartheta')\, d\Omega_1 d\Omega_2 \varepsilon_1(\alpha_1)\, p_2(\alpha_2 \psi_2)\, \varepsilon_2^s +$$

$$+ (1 - n_1)(1 - n_2) \int W(\vartheta')\, d\Omega_1 d\Omega_2 p_1(\alpha_1 \psi_1)\, \varepsilon_1^s p_2(\alpha_2 \psi_2)\, \varepsilon_2^s, \qquad (1)$$

где ϑ — угол между осями цилиндрических кристаллов, ϑ' — угол между направлениями движения квантов, $d\Omega_1$ — элемент телесного угла для первого кванта, $\varepsilon_1(\alpha_1)$ — эффективность регистрации первым счетчиком первого кванта, α_1 — угол между осью кристалла и направлением движения первого кванта, $p_1(\alpha_1 \psi_1)$ — вероятность того, что первый квант, выле-



Блок-схема установки для измерения угловой корреляции γ-лучей: *1* и *1'* — ФЭУ-1В, *2* и *2'* — предусилители, *3* — линия задержки, *4* и *4'* — линейные усилители, *5* — схема пропускания, *6* — 50-канальный анализатор импульсов, *7* — селектор, *8* — ПС-10000, *9* и *9'* — усилители на 200 MHz, *10* и *10'* — каскады формирования импульсов, *11* — схема совпадений ($\tau = 10^{-8}$ сек), *12* — усилитель, *13* — дискриминатор, *14* — каскад задержки, *15* — схема совпадений ($\tau = 10^{-6}$ сек)

тевший под углом α_1, после рассеяния на угол $< \psi_1$ попадает в счетчик, ε_1^s — средняя эффективность регистрации рассеянного кванта первым счетчиком. Соответствующие величины с индексом 2 относятся ко второму кванту.

В выражении (1) первый член представляет нерассеянную часть излучения и учитывает конечное угловое разрешение детекторов. Второй член представляет часть излучения, в котором первые кванты рассеялись на углы, меньшие ψ_1, третий член соответствует такому же рассеянию вторых квантов и четвертый — рассеянию обоих квантов одновременно. Так как члены, описывающие рассеяние, малы по сравнению с первым членом, а углы ψ_1 и ψ_2 невелики, то для вычисления этих членов можно положить, что при $\alpha_i > \psi_i$ $p_i = 0$, а при

$$\alpha_i \leqslant \psi_i \quad p_i = \int_0^{\gamma_i'} d\Omega_i \Big/ \int_0^{\psi_i} d\Omega_i,$$

где $\gamma_i' = \operatorname{arc\,tg} \frac{r_i}{R_i + h_i/2}$, r_i — радиус кристалла, R_i — расстояние от источника до кристалла, h_i — высота кристалла. Кроме того, будем считать, что эффективность регистрации рассеянных квантов не зависит от углов α и ϕ. При этих допущениях выражение (1) может быть легко вычислено [1]. Окончательно получим:

$$\overline{W}(\vartheta)\,\mathrm{const} = 1 + \sum_{1}^{k_m} (B_{2k}/B_0)\, A_{2k} P_{2k}(\cos\vartheta). \tag{2}$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$B_{2k} = n_1 n_2 I^1_{2k} I^2_{2k} + n_2(1-n_1) I^{1s}_{2k} I^2_{2k} + n_1(1-n_2) I^1_{2k} I^{2s}_{2k} + \\ + (1-n_1)(1-n_2) I^{1s}_{2k} I^{2s}_{2k} \qquad (k = 0,\ 1 \ldots k_m); \tag{3}$$

$$I^i_{2k} = 2\pi \int_0^{\gamma_i} P_{2k}(\cos\alpha)\, \varepsilon_i(\alpha) \sin\alpha\, d\alpha \quad (i = 1, 2); \tag{4}$$

$$I^{is}_{2k} = 2\pi p \varepsilon^s_i \int_0^{\psi_i} P_{2k}(\cos\alpha) \sin\alpha\, d\alpha; \tag{5}$$

$$\gamma_i = \operatorname{arctg} r_i / R_i. \tag{6}$$

Величина интеграла (4) должна быть определена численно. Для отдельного определения влияния рассеяния на ослабление измеренной анизотропии надо сравнить полный ослабляющий коэффициент B_{2k}/B_0 с ослаблением, вызванным угловым разрешением детекторов:

$$I^1_{2k} I^2_{2k} / I^1_0 I^2_0.$$

При помощи формулы (3) были вычислены поправки на угловое разрешение и на рассеяние. Для функции вида $1 + a_2\cos^2\vartheta$ поправка на угловое разрешение составляет 11%, а поправка на рассеяние в источнике —3%. Расчет был сделан для источника объемом 2,3 $см^3$, заключенного в стальной контейнер со стенками толщиной 3 мм.

Поправка на конечные размеры источника определялась по формуле Вальтера, приведенной в работе [2]. Эта формула позволяет учесть только линейные размеры источника в направлении оси вращения второго счетчика. Для источника протяженностью 20 мм поправка равна 1%.

С учетом этих поправок функция корреляции имеет вид:

$$W = 1 + (0{,}20 \pm 0{,}02)\cos^2\vartheta. \tag{7}$$

Этот результат находится в согласии с теоретическим значением функции корреляции для диполь-дипольного перехода типа $3/2 \to 5/2 \to 3/2$. Для такого перехода $a_2 = 0{,}226$.

Из работ [3, 4] известно, что спин основного состояния Ne^{21} равен 3/2. Авторы работы [5] на основе изучения углового распределения протонов в реакции $Ne^{20}(d, p)\,Ne^{21}$ и сравнения поперечных сечений образования Ne^{21} в основном и первом возбужденном состояниях приходят к выводу, что спины этих состояний равны, соответственно, 3/2 и 5/2. Эти данные согласуются с результатами наших измерений. Для второго возбужденного уровня в работе [5] даются значения спина 1/2 или 3/2.

Если принять, что один из переходов в каскаде является смесью $M1 + E2$, то из результатов измерения угловой корреляции следует, что для перехода $1/2 \to 5/2 \to 3/2$ примесь $E2$ должна составлять 9%, для перехода $5/2 \to 5/2 \to 3/2$ — 11% и для перехода $7/2 \to 5/2 \to 3/2$ — 2%.

Для выяснения возможного влияния взаимодействия магнитного момента ядра в промежуточном состоянии с электронной оболочкой атома и другими атомами на результаты измерения угловой корреляции было произведено измерение времени жизни первого возбужденного уровня Ne^{21}. Получена величина $\tau = (1{,}0 \pm 1{,}1) \cdot 10^{-10}$ сек. (Здесь ошибка — среднеквадратичное отклонение, полученное в результате обработки девяти измерений.)

Московский инженерно-физический
институт

Цитированная литература

1. Rose M. E., Phys. Rev., **91**, 610 (1953).
2. Frauenfelder H., Annual. Rev. Nucl. Sci., **2**, 129 (1953).
3. Koch J., Rasmussen E., Phys. Rev., **76**, 1417 (1949).
4. Hubbs J. C., Grosof G. M., Phys. Rev., **104**, 715 (1956).
5. Middleton R., Tai C. T., Proc. Phys. Soc., **65** (A), 752 (1952).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. П. ГРИНБЕРГ и И. Х. ЛЕМБЕРГ

УДЕЛЬНЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ПРИ ТОРМОЖЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В РАЗЛИЧНЫХ ВЕЩЕСТВАХ

Исследование кулоновского возбуждения ядер позволяет в ряде случаев (особенно для четно-четных ядер) надежно определять время жизни τ возбужденных ядерных уровней в диапазоне 10^{-12} сек и меньше. В опытах с протонами и α-частицами в случае больших энергий возбуждения ($\Delta E \sim$ $\sim$1 MeV) из-за мешающего γ-фона от ядерных реакций практически можно исследовать лишь ядра с $A > 50$. Использование ионов, более тяжелых, чем α-частицы, позволяет распространить указанный метод измерения τ на область ядер с $A < 50$ [1].

Как правило, в опытах по кулоновскому возбуждению используются толстые мишени. Поэтому для вычисления значений τ необходимо иметь в распоряжении точные данные о величине удельных потерь энергии ($\varepsilon = dE/dR$) при торможении ионов C, N и т. д. в различных веществах в зависимости от энергии иона. Имеющийся экспериментальный материал такого рода чрезвычайно скуден и зачастую отличается малой точностью. В особенности мало данных имеется в интересующей нас области энергий ионов — 10÷36 MeV — и для тех случаев, когда торможение ионов происходит не в фотоэмульсии и не в газовой среде. Можно назвать всего две работы, в которых было измерено соотношение пробег — энергия для тяжелых ионов при торможении в металлах: в работе [2] измерялся пробег ионов N^{14} в никеле, в работе [3] — в алюминии. Энергия ионов доходила до 28 MeV.

В исследованиях кулоновского возбуждения ядер тяжелыми ионами, проведенных в циклотронной лаборатории ФТИ, в качестве мишеней применялось очень большое количество разных металлов и других твердых веществ, а в качестве бомбардирующих частиц — не только ионы N^{14} с энергией до $\sim$36 MeV, но и ионы C^{12}, O^{16}, $Ne^{20,22}$. Поэтому необходимо было избрать какой-либо теоретический или полуэмпирический метод расчета значений ε. Ниже мы перечислим три известных метода такого рода и кратко отметим их особенности.

1. Метод Лоншана. Пользуясь результатами ряда теоретических работ, в которых при помощи статистической модели атома Томаса—Ферми был вычислен средний заряд иона как функция его скорости в тормозящей среде, Лоншан [4] вычислил отношение $k = R/R_\alpha$ для ионов Li^7, Be^9, B^{10}, C^{12}, N^{14} и O^{16} в зависимости от их скорости v_i (здесь R — пробег данного иона при некоторой его начальной скорости v_i, R_α — пробег α-частиц в том же веществе при той же начальной скорости). Считается, что величина k для данного иона будет одной и той же при торможении в разных твердых средах.

Таким образом, приведенные в работе [4] данные о значениях $k(v_i)$ (которые для практических расчетов полезно изобразить в виде плавной кривой), позволяют построить кривую пробег — энергия для любого из перечисленных выше ионов и любой твердой среды, если известна кривая $R(E)$ для α-частиц и той же среды *. Затем по полученной кривой $R(E)$

* Подробные данные о пробегах α-частиц в различных веществах приводятся в обзоре Уолинга [5].

можно найти значения $\Delta E/\Delta R = f(E)$ и по этим данным построить график $f(E)$.

2. Протонный метод. В основе этого метода лежит известная формула Бете—Блоха:

$$\varepsilon = \frac{dE}{dR} = aZ_1^2 \frac{N}{v^2} B(v, Z_1, Z_2), \quad (1)$$

где a — численная постоянная, Z_1 и Z_2 — заряды тормозимой частицы и ядра атома тормозящей среды (выраженные в элементарных зарядах), v — скорость частицы в рассматриваемой точке ее пробега, N — число атомов в 1 см^3 тормозящей среды, B — «атомная тормозная способность» вещества *.

При торможении однозарядных частиц (протонов, дейтонов) с энергией ~1 MeV или более можно считать, что практически на всем протяжении пробега частицы в веществе ее заряд остается одним и тем же, т. е. равным единице, так что величина B для данной среды и данной скорости v будет одной и той же для протонов и для дейтонов.

При торможении многозарядных ионов величина Z_1 у каждого иона дискретно изменяется за счет потери или захвата орбитальных электронов при столкновениях с атомами среды. Каждой скорости v соответствует некоторое определенное значение среднего заряда Z, вычисленное для множества частиц. Этот средний заряд иона постепенно уменьшается по мере уменьшения скорости его движения в среде. Очевидно также, что при торможении многозарядных ионов величина Z_1 зависит не только от скорости иона в тормозящей среде, но и от заряда ядра ($Z_{1я}$) данного иона.

Можно попытаться применить формулу (1) к случаю торможения многозарядных ионов, делая следующие допущения: а) вместо Z_1 в первом приближении можно подставить $\overline{Z}$; б) величина $\overline{Z}$ для иона данного сорта зависит только от скорости иона в данной точке его пробега и не зависит от того, в какой среде происходит его торможение. Здесь речь идет о разных *твердых* средах; в этом случае многочисленные измерения $\overline{Z}(v)$ подтверждают справедливость допущения «б» [6, 7].

Рассматривая при сделанных предположениях торможение некоторого многозарядного иона в двух разных средах I и II, а также торможение протона в тех же двух средах и при той же скорости, легко на основании (1) получить следующее соотношение:

$$\frac{\varepsilon_{и}^{I}}{\varepsilon_{и}^{II}} = \frac{\varepsilon_{п}^{I}}{\varepsilon_{п}^{II}} = \varkappa_{I,II}(v). \quad (2)$$

Таким образом,

$$\varepsilon_{и}^{I} = \varepsilon_{и}^{II} \varkappa_{I,II}. \quad (3)$$

Это соотношение и является рабочей формулой «протонного метода» расчета удельных потерь энергии многозарядных ионов. Для практических расчетов следует построить кривую $\varkappa_{I,II}(E)$ в интересующем нас диапазоне скоростей частиц; данные о значениях $\varepsilon_{п}(E_{п})$ для очень большого количества металлов и других веществ имеются, например, в обзоре Уолинга [5].

Как видно из (3), «протонный метод» дает возможность вычислить удельные потери энергии $\varepsilon(E)$ для некоторого многозарядного иона при торможении в среде II, если известна удельная потеря энергии для того же иона в среде I как функция его энергии.

3. Метод среднего заряда ионов. Если считать, что для многозарядных ионов имеется лишь очень слабая зависимость вели-

* Мы здесь не будем останавливаться на известных оговорках о пределах применимости формулы Бете — Блоха и неточности некоторых допущений, сделанных при ее выводе.

чины B в формуле (1) от Z_1, то в первом приближении наличием этой зависимости можно пренебречь. В таком случае, оставляя, кроме того, в силе сделанное выше допущение «а», можно на основании (1) получить:

$$\frac{\varepsilon_{и1}}{\varepsilon_{и2}} = \left(\frac{\bar{Z}_{и1}}{\bar{Z}_{и2}}\right)^2. \qquad (4)$$

Это соотношение относится к торможению двух различных многозарядных ионов (и1 и и2) в одной и той же среде при одинаковой скорости этих ионов. Из (4) получается рабочая формула «метода среднего заряда ионов»:

$$\varepsilon_{и1} = \varepsilon_{и2}\left(\frac{\bar{Z}_{и1}}{\bar{Z}_{и2}}\right)^2. \qquad (5)$$

Таким образом, для перехода от известных значений $\varepsilon_{и2}(E)$ к неизвестным значениям $\varepsilon_{и1}(E)$ необходимо иметь данные о среднем заряде каждого из двух рассматриваемых ионов в данной среде (а практически, учитывая упомянутые выше результаты измерений $\bar{Z}(v)$, — в любой твердой среде) в зависимости от их скорости.

В качестве частицы «и2» можно рассматривать, в частности, протон или α-частицу. Для протонов с $E \sim 0{,}5$ MeV и более можно считать $\bar{Z} = 1$; для α-частиц $\bar{Z} = 2$ при $v > 12 \cdot 10^8$ см сек$^{-1}$ ($E_\alpha > 3$ MeV), а при меньших скоростях ход $\bar{Z}(v)$ достаточно хорошо изучен [8]. Однако данные о значениях $\varepsilon_\alpha(v)$ для разных тормозящих сред гораздо менее надежны и многочисленны, чем данные о значениях $\varepsilon_п(v)$.

Если в качестве частицы «и2» рассматриваются протоны, то для вычисления $\varepsilon_{и1}$ по формуле (5) потребуется лишь наличие экспериментальных данных о ходе зависимости $\bar{Z}_{и2}(v)$. Однако пока, как правило, такие данные отсутствуют. По предложению Папино [9] это затруднение можно преодолеть следующим образом. Из анализа экспериментальных данных следует, что кривая, изображающая зависимость $\bar{Z}/Z_{1я} = f(v/Z_{1я}^{2/3})$ и построенная по экспериментальным данным о зависимости $\bar{Z}(v)$ при торможении ионов N^{14} в никеле [2], является универсальной, т. е. она с некоторой степенью точности оказывается пригодной для любой тормозящей среды и любого многозарядного иона (с $Z_{1я} \leqslant 10$). Измерение значений $\bar{Z}(v)$ в работе [2] производилось лишь в области энергий ионов до 28 MeV. При $E_{N^{14}} = 28$ MeV значение $\bar{Z}/Z_{1я}$ еще не достигает единицы. Поэтому возникает необходимость экстраполировать указанную «универсальную кривую» в области $\bar{Z}/Z_{1я} \simeq 0{,}9 \div 1$. В работе [9] приводилась такая кривая. Позже автор провел верхнюю часть кривой круче, чтобы получить более удовлетворительное согласие между измеренными на опыте пробегами разных ионов в разных средах и пробегами, которые могут быть вычислены при помощи «универсальной кривой» (этот последний вариант кривой автором до сих пор не опубликован, но графики разосланы им ряду лабораторий, в том числе и нашей).

Как видно из изложенного, можно предполагать, что третий расчетный метод, в отличие от второго, позволяет получить лишь весьма приближенные оценки значений $\varepsilon(E)$, поскольку формула (5) основана на допущении о независимости B от Z_1, что не соответствует данным опыта, и поскольку приходится пользоваться кривой, универсальность которой является лишь некоторым приближением.

Естественно, что практически представляет большой интерес вопрос о пределах ошибки, с которой можно вычислить значения $\varepsilon(E)$ для различных многозарядных ионов. Наилучшим способом оценки этой ошибки является непосредственное сравнение расчетных данных с наиболее на-

дежными экспериментальными. Однако в большинстве случаев таких данных еще нет, и тогда приходится ограничиться сравнением расчетных данных, полученных разными способами; кроме того, можно провести некоторые сопоставления с наиболее близко подходящими экспериментальными данными.

Нами были выполнены многочисленные перекрестные проверки такого рода. Ниже мы коротко изложим некоторые основные выводы.

На рис. 1 показана кривая $R(E)$ для ионов N^{14} при торможении в никеле, вычисленная по методу Лоншана. Здесь же показана эксперимен-

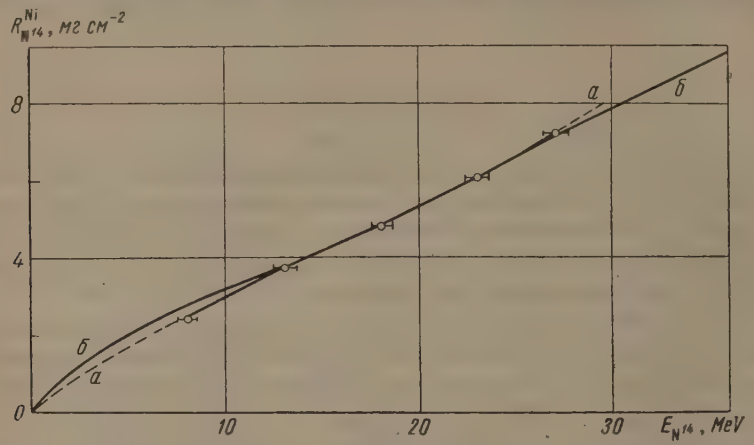


Рис. 1. Кривые пробег — энергия для ионов N^{14} при торможении в никеле: *а* — кривая, приведенная в экспериментальной работе [2], *б* — кривая, вычисленная по методу Лоншана

тальная кривая. Видно, что в данном случае расчетный метод в области $E = 10 \div 26$ MeV дает вполне удовлетворительные результаты.

Выше отмечалось, что нас интересуют данные о значениях $\varepsilon(E)$. Их можно получить путем вычисления значений $\Delta E / \Delta R$ по кривым

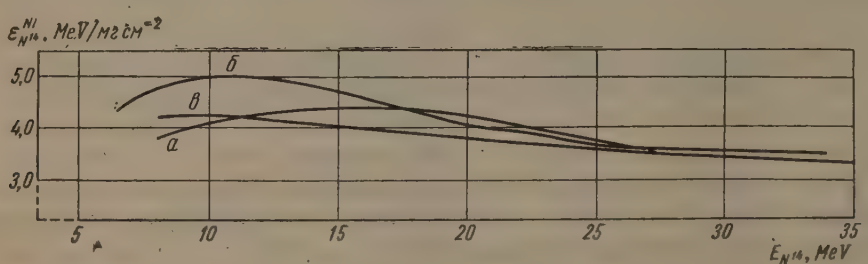


Рис. 2. Удельные потери энергии ионов N^{14} при торможении в никеле: *а* — по экспериментальной кривой $R(E)$, *б* — по кривой $R(E)$, вычисленной по методу Лоншана, *в* — по кривой $\varepsilon^{Ni}_{п}$ (пересчет по третьему расчетному методу)

$R(E)$. На рис. 2 показаны результаты этих вычислений (через найденные точки проводилась сглаженная кривая). К сожалению, экспериментальная кривая обрывается при небольшой энергии ионов (~ 26 MeV). На этом же рисунке показана кривая $\varepsilon^{Ni}_{N^{14}}$, вычисленная по третьему методу на основе данных о значениях $\varepsilon^{Ni}_{п}$.

В области $E < 15$ MeV расхождение кривой *б* с экспериментальной кривой довольно велико, а при $E \geqslant 15$ MeV расхождение обеих расчетных кривых с экспериментальной не превышает 10%. Поскольку при $E > 25$ MeV (где экспериментальных данных нет) обе расчетные кривые мало расходятся между собой ($\sim 3\%$), то можно надеяться, что в указанной области энергий даваемые этими кривыми значения $\varepsilon^{Ni}_{N^{14}}$ мало отли-

чаются от истинных. В таком случае для торможения ионов N^{14} в никеле можно построить частью экспериментальную, частью расчетную кривую зависимости $\varepsilon(E)$ в области $E \simeq 8 \div 35$ MeV. Пользуясь этой кривой в качестве исходной для второго расчетного метода, можно вычислить значения $\varepsilon(E)$ для торможения ионов N^{14} в любом твердом теле. Если интересоваться сравнительно узкой областью энергий, например от 15 до 25 MeV, то для такой области можно усреднить ход $\varepsilon(E)$ и вычислить некоторое среднее значение $\bar{\varepsilon}_{N^{14}}$ для каждой из интересующих нас твердых мишеней. На рис. 3 показаны результаты такого расчета.

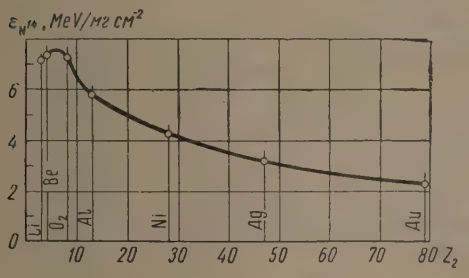


Рис. 3

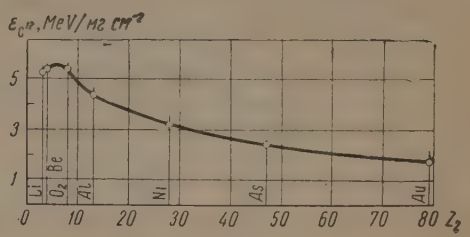


Рис. 4

Рис. 3. Среднее значение удельных потерь энергии ионов N^{14} в интервале энергий 15÷25 MeV в зависимости от атомного номера атомов тормозящей среды

Рис. 4. Среднее значение удельных потерь энергии ионов C^{12} в интервале энергий 15÷25 MeV в зависимости от атомного номера атомов тормозящей среды*

Были вычислены значения $\bar{\varepsilon}_{N^{14}}$ при торможении в Li, Be, Al, Ni, Ag и Au (в случаях Al и Ni вычисление производилось непосредственно по экспериментальным данным) и через полученные точки проведена плавная кривая $\bar{\varepsilon}(Z_2)$ для ионов N^{14}.

Было выполнено несколько проверочных расчетов для сравнения результатов разных расчетных методов. Например, была построена по методу Лоншана кривая $R(E)$ для ионов N^{14} при торможении в серебре и по ней вычислено среднее значение $\bar{\varepsilon}^{Ag}_{N^{14}}$. Оно оказалось равным 3,24 MeV/мг·см$^{-2}$ в области 15÷31 MeV. С другой стороны, метод расчета, описанный выше, дает $\bar{\varepsilon}^{Ag}_{N^{14}} = 3{,}12$ MeV/мг·см$^{-2}$ в области 15÷25 MeV (рис. 3). Расхождение составляет $\sim 4\%$.

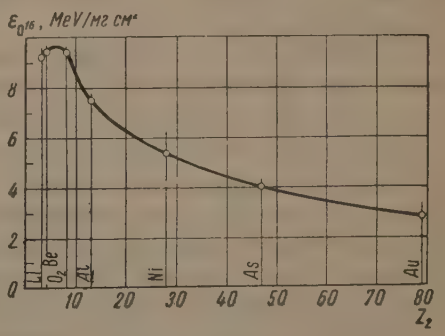


Рис. 5. Среднее значение удельных потерь энергии ионов O^{16} в интервале энергий 15÷25 MeV в зависимости от атомного номера атомов тормозящей среды*

Если построить кривую $\varepsilon^{Al}_{N^{14}} = f(E)$ для $E = 8 \div 24$ MeV, пользуясь экспериментальными данными о пробеге ионов N^{14} в алюминии [3], и сравнить ее с такой же кривой, рассчитанной при помощи «протонного метода» по кривой $\varepsilon^{Ni}_{N^{14}}$ (см. рис. 2, кривая *а*), то можно найти, что значения ε по расчетной кривой отличаются от экспериментальных значений не более чем на $\pm 12\%$.

Резюмируя эту часть расчетов, можно сказать, что для торможения ионов N^{14} с энергией примерно до 35 MeV в различных твердых средах мы располагаем удовлетворительными данными об удельных потерях энергии в зависимости от энергии иона и от Z_2.

* На рис. 4 и 5 вместо As следует читать Ag.

Для ионов C^{12} и O^{16} значения $\varepsilon(E)$ были получены нами аналогичным образом. По методу Лоншана для каждого из этих ионов была построена кривая $R(E)$ при торможении в никеле, и были вычислены средние значения ε в области $15 \div 25$ MeV. Затем по «протонному методу» были вычислены значения ε для ряда тормозящих сред. Результаты этих расчетов показаны на рис. 4 и 5. К сожалению, пока нет экспериментальных данных о пробеге ионов C^{12} и O^{16} в интересующей нас области энергий хотя бы для одной какой-либо твердой среды. Поэтому нет возможности надежно оценить точность полученных расчетных значений ε.

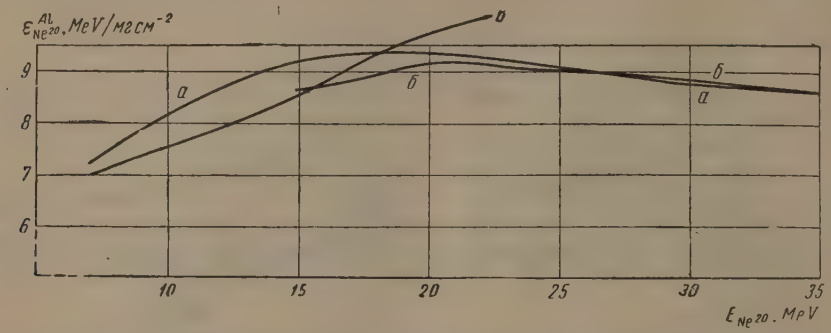


Рис. 6. Удельные потери энергии ионов Ne^{20} при торможении в алюминии: *а* — вычисленные по значениям $\varepsilon^{Al}_{п}$, *б* — вычисленные по значениям $\varepsilon^{Al}_{п}$, *в* — вычисленные по значениям $\varepsilon^{Al}_{N^{14}}$

Возможны различные косвенные оценки. Например, мы нашли $\varepsilon_{C^{12}}$ при торможении в алюминии непосредственно по кривой $R(E)$, вычисленной по методу Лоншана, и сравнили это значение ε с показанным на рис. 4. Разница составляет $\sim 4\%$.

В работе [4] нет данных о значениях $k(v)$ для ионов неона. Поэтому мы вычислили $\varepsilon^{Al}_{Ne^{20}}$, пользуясь третьим расчетным методом. Было выполнено три варианта расчета: в первом из них в качестве исходной была взята кривая $\varepsilon^{Al}_{п} = f(E_п)$, во втором — кривая $\varepsilon^{Al}_{\alpha} = f(E_\alpha)$ и в третьем — кривая $\varepsilon^{Al}_{N^{14}} = f(E)$, вычисленная по экспериментальным данным работы [3]. Полученные результаты приведены на рис. 6. Видно, что первые два варианта дают значения $\varepsilon^{Al}_{Ne^{20}}$, удовлетворительно согласующиеся друг с другом, тогда как результаты третьего варианта значительно расходятся с результатами первых двух.

Расчет кривой $\varepsilon^{Al}_{Ne^{20}} = f(E)$, выполненный по первому варианту, показал, что значения $\varepsilon^{Al}_{Ne^{20}}$ и $\varepsilon^{Al}_{Ne^{22}}$, взятые при одном значении энергии ионов Ne^{20} и Ne^{22}, отличаются между собой не более чем на 3% в области $E = 8 \div 35$ MeV.

Учитывая вышеизложенное, мы можем сказать, что при крайней недостаточности имеющихся экспериментальных данных о величине удельных потерь энергии для разных ионов и разных тормозящих сред вычисленные нами графики (рис. 3—5) дают полезные справочные сведения. Приводившиеся выше примеры дают основание считать, что значения $\varepsilon(E)$, вычисленные при помощи описанных методов, отличаются от истинных значений не более чем на 10—12%. Добавочным обстоятельством, свидетельствующим в пользу последнего утверждения, являются результаты расчета значений времен жизни τ ядерных уровней, возбуждаемых кулоновским полем многозарядных ионов. На большом экспериментальном материале, полученном в нашей лаборатории при исследовании кулоновского возбуждения ядер α-частицами и тяжелыми ионами при различных энергиях бомбардирующих частиц, можно было убедиться в том,

что принятые нами при расчетах τ значения $\varepsilon(E)$ не содержат больших ошибок. Пользуясь описанными выше методами, можно будет впоследствии получить гораздо более точные данные об удельных потерях энергии тяжелых ионов, если будут измерены значения ε для ионов C^{12}, O^{16} и Ne^{20} хотя бы для одной какой-либо среды (например, для никеля или алюминия) в достаточно большом диапазоне энергий ионов.

Физико-технический институт
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Алхазов Д. Г., Гринберг А. П., Гусинский Г. М., Ерохина К. И., Лемберг И. Х., Ж. эксперим. и теор. физ., 35, 1056 (1958).
2. Reynolds H. L., Scott D. W., Zucker A., Phys. Rev., 95, 671 (1954).
3. Webb W. H., Reynolds H. L., Zucker A., Phys. Rev., 102, 749 (1956).
4. Longchamp J. P., J. phys. et radium, 14, 89 (1953).
5. Waling W., Handbuch der Physik, 34, 193 (1958).
6. Stephens K. G., Walker D., Proc. Roy. Soc. A, 229, 376 (1955).
7. Николаев В. С., Фатеева Л. Н., Дмитриев И. С., Теплова Я. А., Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 965 (1957).
8. Allison S. K., Rev. Mod. Phys., 30, 1137 (1958).
9. Papineau A., Compt. Rend., 242, 2933 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Я. А. ТЕПЛОВА, В. С. НИКОЛАЕВ, И. С. ДМИТРИЕВ
и Л. Н. ФАТЕЕВА

ПРОБЕГИ И УДЕЛЬНАЯ ИОНИЗАЦИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

В связи с недостаточным количеством экспериментального материала по вопросам торможения многозарядных ионов в веществе нами были продолжены измерения пробегов, удельной ионизации и равновесного распределения зарядов ионов в более широком диапазоне изменения заряда ядра иона Z [1]. В настоящей работе, кроме ионов с $Z \leqslant 10$, использовались ионы ^{23}Na, ^{25}Mg, ^{27}Al, ^{31}P, ^{37}Cl, ^{40}Ar, ^{39}K, ^{81}Br и ^{84}Kr. Часть полученных результатов приводится ниже.

Методика измерений

Источником ионов служил 72-сантиметровый циклотрон, позволявший получать ионы со скоростями от 2,5 до 12 · 10^8 см сек$^{-1}$, что соответствует энергиям от 25 до 600 keV на нуклон. Сфокусированный пучок через цел-

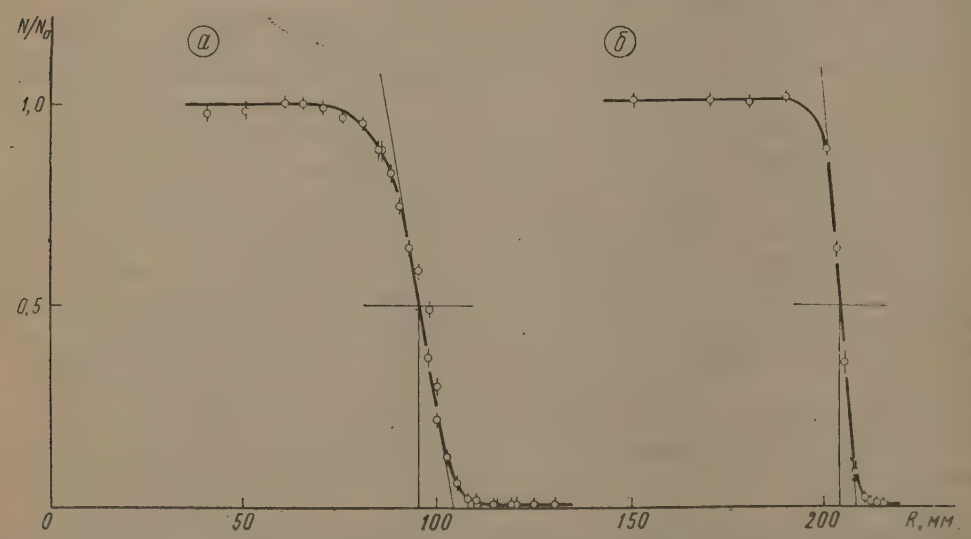


Рис. 1. Относительное количество частиц N/N_0 в зависимости от расстояния от входного окошка в камеру торможения: *а* — для ионов ^{31}P (давление воздуха в камере торможения $p = 26{,}8$ мм рт. ст., $t = 19°$), *б* — для ионов He ($p = 141$ мм рт. ст., $t = 19°$)

лулоидную пленку толщиной около 40 μг см$^{-2}$ проходил в камеру торможения, наполненную воздухом до давления в несколько десятков миллиметров ртутного столба. Частицы регистрировались двумя пропорциональными счетчиками: через первый счетчик-монитор проходил весь пучок, второй счетчик передвигался вдоль траектории пучка в камере торможения и давал возможность измерять число частиц на разных расстояниях от входного окошка. На рис. 1 в качестве примера приведены типичные экспериментальные кривые. По таким кривым определялись величины

среднего и экстраполированного пробегов. Разница между ними соответствует величине разброса пробегов. Погрешности результатов измерений пробегов при скоростях $(4{,}0 \div 12) \cdot 10^8$ см сек$^{-1}$ колебались от 2 до 3%. Величина разброса пробегов изменялась для разных ионов от 3 до 9%.

По величине импульсов во втором пропорциональном счетчике измерялась удельная ионизация (в относительных единицах). По точке пересечения кривой удельной ионизации с осью абсцисс можно было, как это делалось в работе [1], определить пробег ионов. Полученный таким способом пробег, который будем называть максимальным, оказался на 3÷5% больше экстраполированного.

Для изучения торможения ионов в твердых веществах на пути пучка помещались пленки известной толщины без подложки. Были использованы пленки из целлулоида, Al и Ag от 50 до 300 мг см$^{-2}$ толщиной. Разница пробегов (с пленкой и без нее) давала возможность определить воздушный эквивалент пленки при данной скорости. Отношение эквивалентов для разных ионов находилось с точностью 7÷10%, а абсолютное значение — с точностью 10÷15%.

Равновесное распределение заряда ионов и средний заряд измерялись способом, описанным ранее [2, 3]. Скорость ионов определялась по величине поля фокусирующего магнита с точностью 1—2% [1].

Обсуждение результатов

Как показали измерения, для ионов с $Z > 10$, имеющих скорости меньше $5 \cdot 10^8$ см сек$^{-1}$, удельная ионизация в воздухе приблизительно (с точностью $\pm 10\%$) пропорциональна остаточному пробегу. Этого и следовало ожидать, так как, согласно [1], максимум удельной ионизации для более легких ионов (^{7}Li, ^{11}B, ^{14}N) достигается при скоростях $(6 \div 8) \times 10^8$ см сек$^{-1}$. В соответствии с этим пробег ионов при $v \leqslant 6 \cdot 10^8$ см сек$^{-1}$ должен быть примерно пропорционален скорости. Результаты измерения

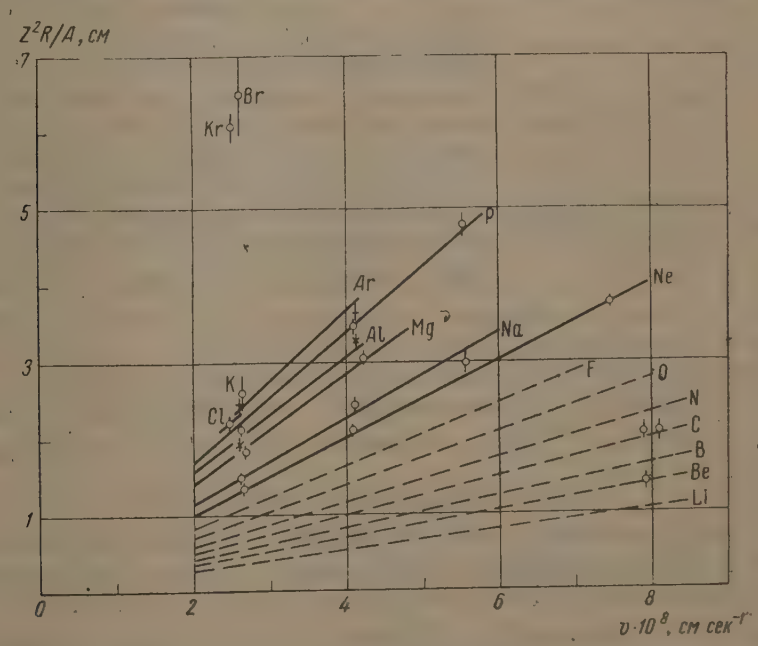


Рис. 2. Зависимость пробегов ионов в воздухе от скорости при $p = 760$ мм рт. ст., $t = 19°$. Пунктирные линии — результаты работы [1]

максимального пробега ионов в воздухе приведены на рис. 2. По графику видно, что экспериментальные точки отклоняются от прямых, проведенных через начало координат, не более чем на 5%.

Представляет интерес рассмотреть зависимость пробегов различных ионов с одинаковыми начальными скоростями от Z (рис. 3). Оказывается,

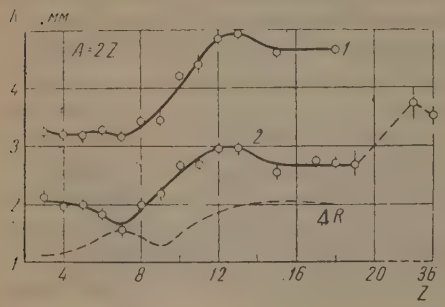


Рис. 3

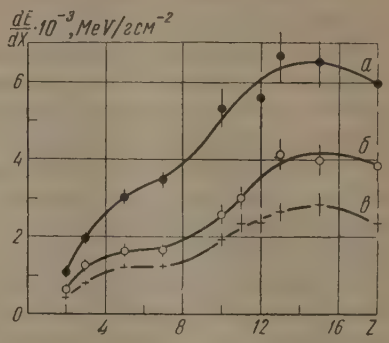


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость пробегов ионов в воздухе от заряда ядра иона Z при 760 мм рт. ст. и $t = 19°$: *1* — $v = 4{,}1 \cdot 10^8$ см сек$^{-1}$, *2* — $v = 2{,}6 \cdot 10^8$ см сек$^{-1}$

Рис. 4. Зависимость $\frac{dE}{dx}$ от Z в целлулоиде (*а*), Al (*б*) и Ag (*в*) для $v = 3{,}5 \cdot 10^8$ см сек$^{-1}$

что пробег ионов R при увеличении Z от 3 до 36 меняется относительно мало; например, при скорости $2{,}6 \cdot 10^8$ см сек$^{-1}$ пробег иона ^{84}Kr примерно вдвое больше пробега иона ^{14}N. Однако зависимость $R(z)$ не монотонна, а характеризуется некоторыми колебаниями (~30%). То же самое характерно для зависимости разности пробегов ΔR, отнесенной к указанному интервалу скорости (пунктирная линия на рис. 3). Так как эта величина обратно пропорциональна удельным потерям энергии, то, следовательно, аналогичные колебания свойственны и функции $\frac{dE}{dx}(Z)$. К сожалению, точность измерения ΔR невелика, поэтому полученную закономерность можно считать лишь приближенной.

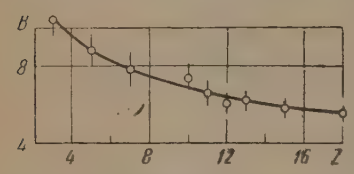


Рис. 5. Зависимость тормозящей способности воздуха B от Z для $v = 3{,}5 \cdot 10^8$ см сек$^{-1}$

Из экспериментальных данных о воздушных эквивалентах пленок были рассчитаны удельные потери энергии в твердых веществах. Как видно из рис. 4, величина $\frac{dE}{dx}$ при увеличении Z в общем возрастает, однако изменение $\frac{dE}{dx}$ неравномерно на отдельных участках кривых.

Подобная зависимость от Z наблюдается и для экспериментальных значений среднеквадратичного заряда иона $\bar{i}^2$ при тех же скоростях и объясняется особенностями электронной структуры ионов. Поэтому закономерно, что величина $\frac{1}{\bar{i}^2} \cdot \frac{dE}{dx}$ является монотонной функцией Z.

Из экспериментальных значений $\frac{dE}{dx}$ и $\bar{i}^2$ была вычислена тормозная способность веществ

$$B = \frac{dE}{dx} \Big/ \frac{4\pi e^4 \bar{i}^2}{mv^2} N,$$

где v — скорость иона, e, m — заряд и масса электрона, N — количество атомов в 1 см^3 вещества. Результаты представлены на рис. 5 и 6. Полу-

ченные значения тормозной способности воздуха для ионов с Z от 3 до 18 подтверждают зависимость B от Z, обнаруженную ранее для ионов с $Z \leqslant 10$ [1]. Уменьшение B при увеличении Z, как уже указывалось в [1], находится в соответствии с известной формулой Блоха для удельных потерь энергии.

Поскольку разница между средним зарядом ионов в газе и твердом веществе с ростом Z быстро увеличивается, зависимость B от Z в твердых веществах оказывается более резкой. Тормозная способность воздуха при $v = 3{,}5 \cdot 10^8$ см сек$^{-1}$ для ионов ^{40}Ar почти в два раза ниже, чем для ионов ^{7}Li, а отличие тормозной способности твердых веществ для этих же ионов — в 4—5 раз.

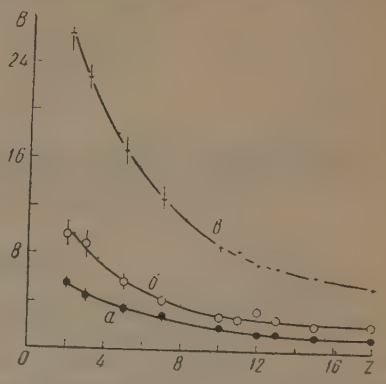


Рис. 6. Зависимость B от Z в целлулоиде (*а*), (Al) (*б*) и Ag (*в*) при $v = 3{,}5 \cdot 10^8$ см сек$^{-1}$

В некоторых работах [4—6] при расчетах удельных потерь энергии многозарядных ионов пренебрегали зависимостью тормозной способности от Z. Из приведенных здесь данных следует, что такое пренебрежение может привести к значительным ошибкам.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
Московского гос. университета
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Теплова Я. А., Николаев В. С., Дмитриев И. С., Фатеева Л. Н., Ж. эксперим. и теор. физ., 34, 559 (1958).
2. Николаев В. С., Фатеева Л. Н., Дмитриев И. С., Теплова Я. А., Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 965 (1957).
3. Николаев В. С., Дмитриев И. С., Фатеева Л. Н., Теплова Я. А., Ж. эксперим. и теор. физ., 33, 1325 (1957).
4. Lonchamp J. P., J. phys. et radium, 14, 89 (1953).
5. Livesey D. L., Can. J. Phys., 34, 203 (1956).
6. Дмитриев И. С., Ж. эксперим. и теор. физ., 32, 570 (1957).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. Р. БУРМИСТРОВ

КАСКАДНЫЕ γ-ПЕРЕХОДЫ В Cl^{36} и S^{33}, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ЗАХВАТ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

1. Методика исследования

Методом «сложения при совпадении» [1] при помощи сцинтилляционных счетчиков нами изучены двухкаскадные переходы в Cl^{36} и S^{33}, сопровождающие захват тепловых нейтронов. В случае S^{33} измерения производились также и обычным методом γ — γ-совпадений с энергетическим анализом совпадающих излучений.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки.

Пучок нейтронов из реактора первой атомной электростанции [2] после коллимации направлялся на мишень *M*, помещенную между двумя сцинтилляционными счетчиками. Между мишенью и счетчиками для поглощения нейтронов, рассеянных мишенью, находится слой B_4C. Счетчики находятся в свинцовой защите под углом 90° друг к другу для уменьшения числа ложных совпадений за счет попадания γ-излучения, рассеянного из одного кристалла в другой. Однако такое попадание не было исключено полностью для энергий $\geqslant 0{,}51$ MeV, что приводило к появлению в спектрах совпадений аппаратурных пиков, обусловленных эффектом образования пар в кристаллах.

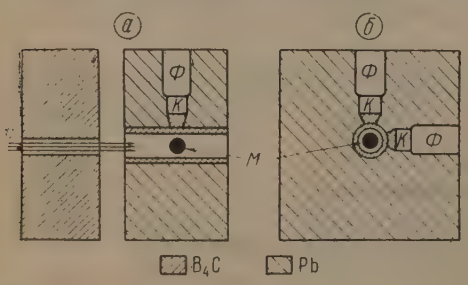


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *а* — вертикальное сечение вдоль пучка нейтронов; *б* — вертикальное сечение, перпендикулярное пучку нейтронов; *К*— кристаллы, *Ф* — ФЭУ, *М* — мишень

Сцинтилляционный спектрометр с кристаллами NaJ(Tl) размерами 40×40 мм имел разрешение 12% при энергии γ-излучения ~1 MeV. Применялась быстро-медленная схема совпадений с разрешающим временем $\tau = 8 \cdot 10^{-8}$ сек. Погрешность в определении энергий ~3%. Фон случайных совпадений в методе «сложения при совпадении» не превышал 5%, поэтому он не учитывался. Вклад надкадмиевых нейтронов составлял не более 10% и также не учитывался.

Более подробное описание аппаратуры и методики измерений приведено в предыдущих работах [3, 4].

2 Результаты измерений

Хлор

Спектр совпадений от захватного γ-излучения Cl^{36} изучался ранее в работах [5, 6], где были получены предварительные доказательства наличия каскадов 7,78—0,79, 7,42—1,16, 6,98—1,60 и 6,62—1,95 MeV, а также была замечена новая линия 0,735 MeV [5]. В наших опытах образец состоял из химически чистого соединения $PbCl_2$ в бумажном стаканчике диаметром 5 мм и высотой 5 мм. Окно управляющего канала уста-

навливалось на энергию связи нейтрона в ядре Cl^{36} (8,58 MeV). Вклад от захвата нейтронов Cl^{37} абсолютно исключен установкой управляющего канала, так как энергия связи нейтрона в Cl^{38} равна 6,1 MeV.

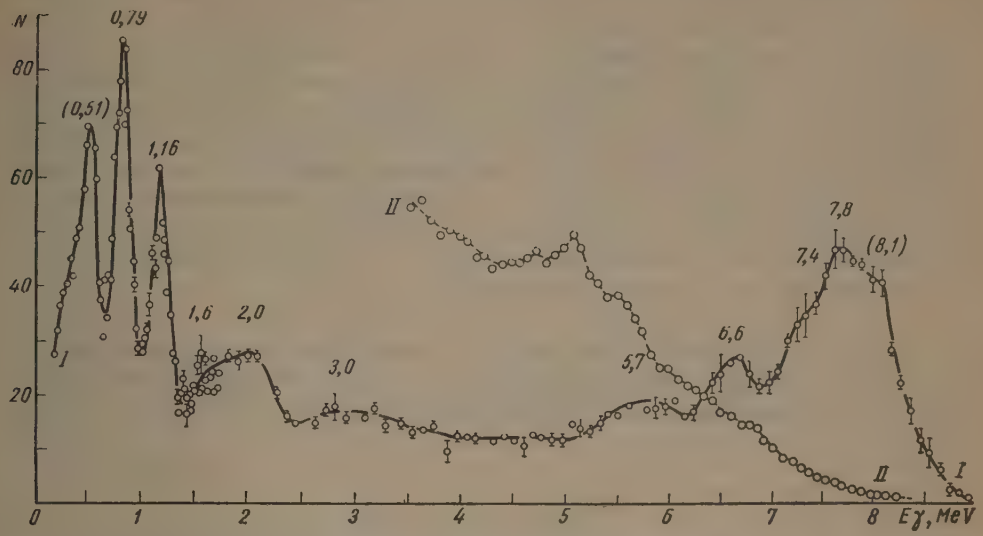


Рис. 2. Спектр захватного γ-излучения хлора, полученный методами сложения при совпадении (*I*) и без совпадений (*II*)

На рис. 2 представлен спектр, полученный методом «сложения при совпадении». Спектр снят в два приема, путем изменения коэффициента усиления в анализируемом канале. По оси ординат отложено число импульсов в канале шириной 20 keV, приведенное к постоянному интегральному числу импульсов управляющего канала. Место сшивки спектров — область 1,5÷2,0 MeV. В некоторых точках показаны средние квадратичные ошибки измерений. Окончательная идентификация пиков по энергиям проводилась сравнением наших данных с результатами работы [7]. Пунктиром показан γ-спектр Cl при захвате тепловых нейтронов, полученный без совпадений (масштаб произвольный).

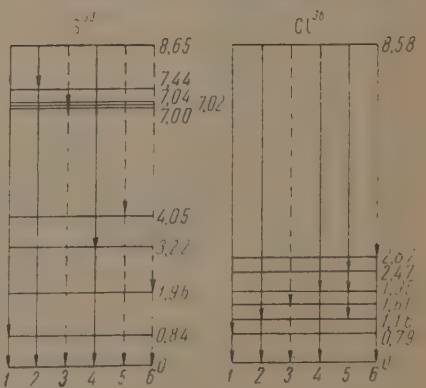


Рис. 3. Схема двухкаскадных переходов в S^{33} и Cl^{36}

Крайние пики 8,1 и 0,51 MeV — аппаратурные, соответствующие эффекту образования пар в кристаллах от γ-излучения с энергией ~ 8,6 MeV. Они появляются, когда из кристалла, в котором образовалась пара, уходит только один аннигиляционный квант и регистрируется во втором кристалле.

Пики 7,8 и 0,79 MeV соответствуют переходу 7,8—0,79 MeV через уровень 0,79 MeV.

Пики 7,41 и 1,16 MeV соответствуют каскаду через уровень 1,16 MeV.

Нечетко выявленному пику ~1,6 MeV должен соответствовать дополняющий пик с энергией ~ 7,0 MeV; последний, однако, не разрешается от соседних γ-лучей.

Следующие довольно четкие пики 6,6±0,1 и 2,0±0,05 MeV образуют пару, соответствующую переходу 6,6—1,95 MeV через уровень 1,95 MeV.

Пик 5,7±0,1 MeV соответствует γ-линии 5,7 MeV, пик 3,0±0,1 MeV — одной из трех γ-линий: 3,08; 3,02 или 2,88 MeV. Ввиду большей определенности идентификации первого пика второй пик должен соответствовать энергии 2,88 MeV. Эта пара пиков соответствует каскаду 5,72—2,88 MeV через уровень 2,87 MeV.

На рис. 3 приводится схема распада Cl^{36}, вытекающая из измерений совпадений. Методом сложения при совпадении получены каскады: 1) 7,79—0,79; 2) 7,42—1,16; 3) 6,97—1,60; 4) 6,64—1,95; 6) 5,72—2,88. Все они получены и обычным методом совпадений [3]; кроме того, получен еще и каскад 5) 6,11—0,51—0,79 (те же номера каскадов проставлены на схеме). В обоих случаях каскад 6,97—1,60 MeV проявляется неопределенно, что обусловлено, очевидно, его слабой интенсивностью. Полученная схема распада подтверждает схему переходов, предложенную для вышеуказанных каскадов в работе [7].

Сера

Образец представлял собой цилиндр химически чистой плавленой серы весом 8,0 г в бумажном стаканчике без торцов. При изучении методом «сложения при совпадении» управляющий канал устанавливался на энер-

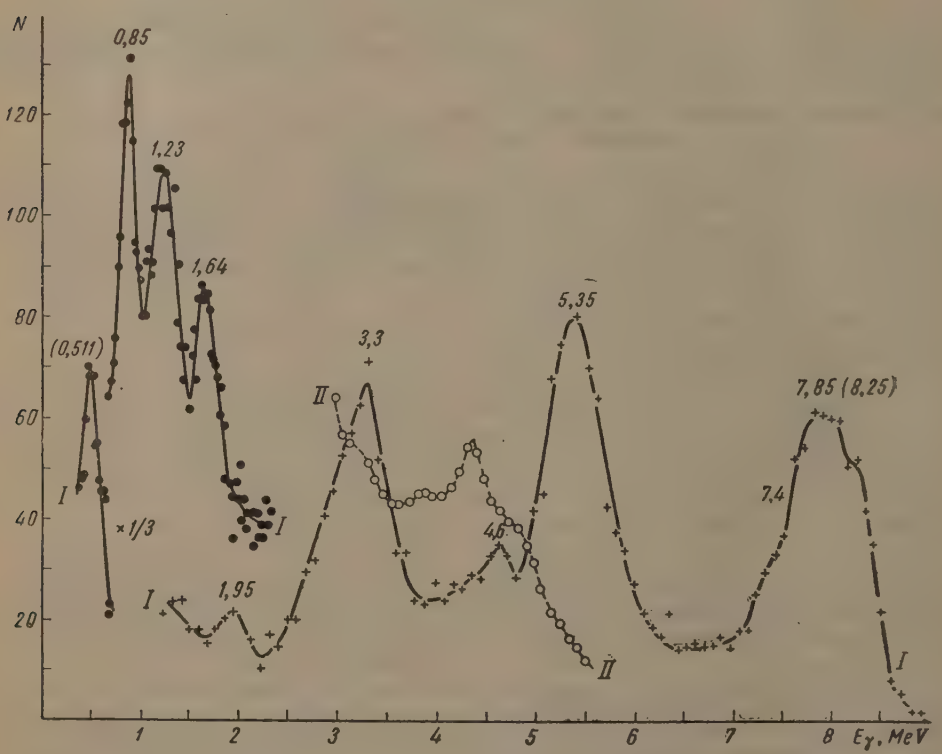


Рис. 4. Спектр захватного γ-излучения серы, полученный методами сложения при совпадении (*I*) и без совпадений (*II*)

гию 8,65 MeV (энергия связи нейтрона в S^{33}). Вклад от захвата нейтронов S^{34} исключен, так как энергия связи нейтрона в S^{35} равна 6,99 MeV. Вклад поглощения нейтронов в S^{33} пренебрежимо мал.

Полученный спектр представлен на рис. 4. Спектр снят в два приема: мягкая часть от 0,4 до 2,0 MeV с шириной управляющего окна $\Delta = 6{,}1\%$ и жесткая от ~1,6 до~9,0 MeV с $\Delta = 3{,}0\%$. Результаты измерений приведены к ширине канала 20 keV и к одному и тому же интегральному числу импульсов в управляющем канале. Однако из-за измерения с различными ширинами управляющего окна (что обусловлено различными скоростями счета совпадений) соответствующие кривые по интенсивно-

сти не сшиваются. Это обстоятельство не влияет на результаты измерений, так как выводов об интенсивностях каскадов здесь не делается. Пунктиром в произвольном масштабе приведен спектр из одного кристалла без совпадений.

Крайние пики 8,2 и 0,51 MeV — аппаратурные.

Пики 7,85±0,2 и 0,85±0,02 MeV соответствуют каскадному переходу 7,80—0,84 MeV через уровень 0,841 MeV.

Следующий пик 1,23±0,05 MeV и ступенька в области 7,40±0,1 MeV соответствуют каскаду 1,21—7,42 MeV через уровень 7,44 MeV. Переход с этого уровня на основное состояние предполагался и ранее [7], но γ-линия 1,23 MeV не была обнаружена. Четкое проявление пика 1,23 MeV и несомненное наличие γ-лучей 7,4 MeV в спектре совпадений говорит в пользу этого каскада.

Пик 1,64±0,05 MeV должен дополняться пиком с энергией 8,65—(1,64±0,05) = 7,01±0,05 MeV. Последний в спектре не обнаруживается, возможно, из-за недостаточной разрешающей способности установки и слабой интенсивности соответствующей γ-линии. В измерениях с магнитными спектрометрами такая линия также не обнаружена. Но ввиду особенности данного метода измерения (одиночные пики появляться в спектре совпадений не могут) его наличие в γ-спектре все же возможно. γ-линию 1,64±0,05 MeV следует рассматривать как часть двухкаскадного перехода, идущего через один из уровней S^{33}: 7,04; 7,02 или 7,00 MeV (энергии уровней взяты из работы [7]).

Следующий пик 1,95±0,05 MeV виден только на нижней кривой и не проявляется на верхней из-за недостаточной статистической точности соответствующих измерений. Этому пику должен соотвстствовать не наблюдавшийся нами пик ~6,6 MeV. Соответствующий каскад мы считаем доказанным недостаточно уверенно.

Четкие пики 3,3±0,1 и 5,35±0,15 MeV соответствуют наиболее интенсивному каскаду 5,44—3,22 MeV, который идет через уровень 3,22 MeV.

Пику 4,6±0,1 MeV соответствует дополняющий пик 4,05 MeV, очевидно завуалированный пиком 3,25 MeV.

В работе [7] предполагается наличие каскада 4,58—3,21—0,841 MeV. Из наших же измерений следует, что имеет место каскад 4,58—4,05 MeV, идущий через известный уровень 4,049 MeV. Наличие этого каскада впрочем также доказано недостаточно уверенно. Измерения обычным методом совпадений позволяют четко выделить только два каскада: 7,8—0,84 и 1,21—7,42 MeV. Соотношение интенсивностей этих каскадов согласуется с интенсивностями, предложенными в работе [7].

Схема распада S^{33} приведена на рис. 3.

Четкие каскады 1) 7,8—0,84; 2) (1,21)—7,42; 3) (1,64)—(7,02); 4) 5,44 — 3,21 (в скобках помещены линии, не наблюдаемые на магнитном спектрометре [7]) — показаны сплошными стрелками; недостаточно доказанные каскады — 5) 4,58—4,05 и 6) 6,62—2,00 — прерывистыми стрелками. Схема распада в основном согласуется со схемой, предложенной в [7].

Автор выражает свою признательность А. К. Красину за интерес и внимание к работе и В.П. Радченко за помощь в проведении измерений.

Цитированная литература

1. Hoogenboom A. M., Nucl. Instr., 3, 57 (1958).
2. Блохинцев Д. И., Доллежаль Н. А., Красин А. К., Атомная энергия, *1*, 10 (1956).
3. Бурмистров В. Р., Атомная энергия, *9* (1959).
4. Бурмистров В. Р., Изв. АН СССР. Сер. физ. 23, 902 (1959).
5. Recksiedler A. L., Hamermesh B., Phys. Rev., 96, 109 (1954).
6. Trumpy G., On the Determination of Nuclear Spins by the Study of Neutron Capture Gamma Rays.— Blindern, Oslo, 1957.
7. Грошев Л. В., Демидов А. М., Луценко В. Н., Пелехов В. И., Атлас спектров γ-лучей радиационного захвата тепловых нейтронов.— Атомиздат, М., 1958.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

В. Р. БУРМИСТРОВ

КАСКАДНЫЕ γ-ПЕРЕХОДЫ В Nd^{144}

γ-Переходы в Nd^{144}, получающемся при распаде Pr^{144}, изучались в многочисленных работах, которые приводят к довольно простой схеме уровней с двумя возбужденными состояниями [1,2, 3]. В работе [4] вводятся два дополнительных уровня: 2,8 и 1,7 MeV.

В данной работе было предпринято дальнейшее изучение схемы уровней Nd^{144} методом γ — γ-совпадений.

1. Аппаратура и методика исследования

Для изучения γ-переходов в ядре Nd^{144} был применен обычный метод γ — γ-совпадений и метод «сложения при совпадении» [5] от двух сцинтилляционных счетчиков.

Второй метод состоит в том, что импульсы от двух счетчиков направляются параллельно на схему совпадений и на линейную схему сложения импульсов. Если импульсы совпадают во времени и сумма их соответствует энергии ядерного уровня, с которого изучаются двухкаскадные переходы, то импульсы одного из счетчиков пропускаются на анализ. Такой метод позволяет определить двухкаскадные переходы с изучаемого уровня ядра, причем данному двухкаскадному переходу в спектре совпадений соответствуют только два фотопика без комптоновских или парных пиков, что существенно облегчает расшифровку спектров.

Блок-схема установки приведена на рис. 1,*а*. Импульсы на быструю схему совпадений поступают через усилители с полосой пропускания 10 МГц. «Окно» дифференциального дискриминатора устанавливается на амплитуды импульсов, соответствующие энергии изучаемого уровня ядра, и при наличии импульса из быстрой схемы совпадений (в дискриминаторе находится медленная схема совпадений) импульс из дискриминатора открывает вход анализатора для анализа импульсов от одного из счетчиков.

На анализ можно направлять импульсы из любого счетчика (пунктиром на блок-схеме показан другой возможный способ подключения).

На рис. 1,*б* изображена примененная схема сложения импульсов; она отличается от описанной в работе [5] тем, что допускает бо́льшие загрузки. Потенциометры в управляющих сетках 6Ж1П служат для тонкой подстройки энергетической калибровки обоих счетчиков (грубое уравнивание калибровок производится изменением напряжения на фотоумножителях).

Принцип метода и его особенности достаточно полно изложены в работе [5] и не нуждаются в повторении. Добавим только несколько слов относительно точности установки «окна» дифференциального дискриминатора на изучаемую энергетическую область или, что практически то же самое, о влиянии вышележащих энергетических уровней. Как указывалось в работе [5], неточная установка уровня «окна» анализатора суммирующего канала дискриминатора на изучаемый энергетический уровень приводит к смещению пиков спектра совпадений, так что спектр оказывается искаженным.

Такая неточность приводит или к появлению ложных пиков (если центр окна $E_ц$ установлен так, что $E_ц < E_0$, где E_0 — энергия изучаемого энергетического уровня), или просто к потере счета совпадений (при $E_ц > E_0$).

В нашей установке, в пределах точности определения энергии, смещения пиков обнаружено не было.

На нижнем графике рис. 2 представлен спектр совпадений от источника Na^{24}, у которого имеется хорошо известный каскад 2,76—1,38 MeV

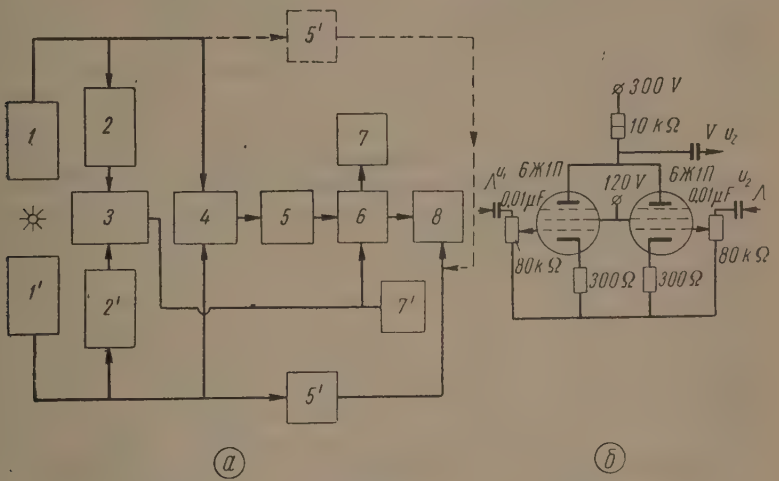


Рис. 1. *а* — Блок-схема установки: *1* и *1'* — сцинтилляционные счетчики (NaJ(Tl)„ ФЭУ и катодный повторитель), *2* и *2'* — широкополосные усилители УШ-10, *3* — быстрая схема совпадений, *4* — схема сложения импульсов, *5* и *5'* — линейные усилители, *6*—дифференциальный дискриминатор, *7* и *7'*—пересчетные приборы, *8* — анализатор импульсов; *б* — схема сложения импульсов

с уровня 4,12 MeV [1]. Центр управляющего окна был установлен так, что $E_ц = 4{,}12$ MeV. По оси ординат, как и везде далее, отложено число импульсов, зарегистрированных за время измерений.

При одновременном попадании и регистрации γ-кванта 1,38 MeV, например в нижний счетчик (рис. 1), а 2,76 MeV — в верхний, срабатывает схема совпадений. Импульс дискриминатора выходит только, если сумма импульсов из обоих счетчиков соответствует $E_ц$, а это возможно лишь при условии полного поглощения этих квантов в соответствующих кристаллах. В этом случае на анализатор пройдет импульс, соответствующий фотопику 1,38 MeV. Если же в нижний счетчик попадает квант 2,76 MeV, а в верхний — 1,38 MeV, то на анализатор пройдет импульс, соответствующий фотопику 2,76 MeV. Иных комбинаций в данных условиях не может быть (если рассеянное γ-излучение не может попадать из одного кристалла в другой). Таким образом, в спектре совпадений проявляются два фотопика: 1,38 и 2,76 MeV.

На верхнем графике рис. 2 иллюстрируется случай неверной установки уровня управляющего окна, а именно $E_ц = 3{,}9$ MeV, т. е. ниже энергетического уровня 4,12 MeV. Как видно, в спектре совпадений проявляются пики 1,38 и 2,76 MeV, соответствующие γ-лучам, которые действительно находятся в каскаде, но в паре с ними проявляются пики 2,6 и 1,1 MeV соответственно (пики 2,6 и 2,76 MeV не разрешены), так что суммы энергий пиков 1,38 и 2,6 MeV и, соответственно, 2,76 и 1,1 MeV равны $E_ц$.

Пики 1,38 и 2,6 MeV появляются при полном поглощении γ-кванта 1,38 MeV в одном кристалле и комптоновском рассеянии кванта 2,76 MeV в другом, причем так, что энергия комптоновского электрона $E_к = E_ц$—

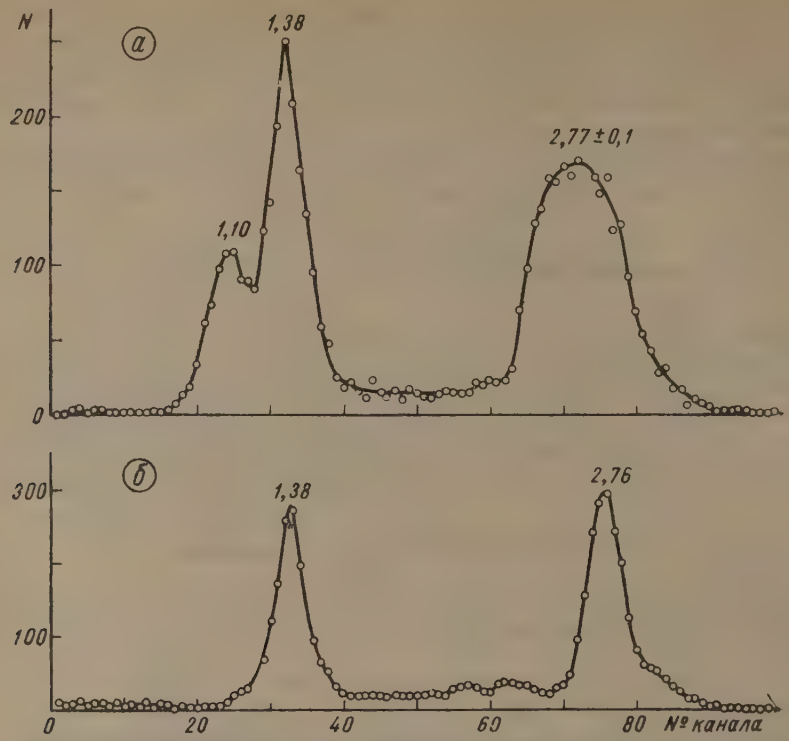


Рис. 2. Эффект неточной установки уровня управляющего канала дифференциального дискриминатора. Источник — Na^{24}; *а* — случай неверной установки канала, *б* — случай верной установки. Энергетические градуировки в случаях *а* и *б* несколько различны

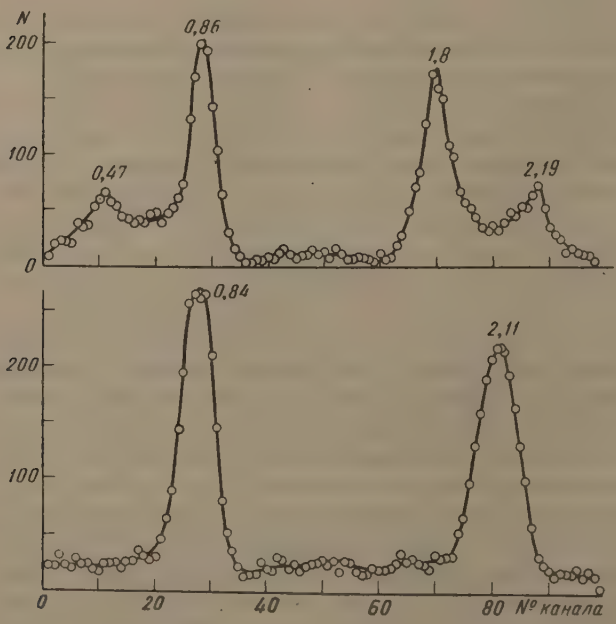


Рис. 3. Влияние вышележащего уровня на спектр совпадений в методе сложения при совпадении. Источник — Mn^{56}

—1,38 MeV (чтобы выполнилось условие равенства суммы импульсов уровню управляющего окна).

Пики 1,1 и 2,76 MeV появляются при полном поглощении γ-кванта 2,76 MeV и комптоновском рассеянии 1,38 MeV так, что $E_к = E_ц$ — —2,76 MeV.

На рис. 3 представлен спектр совпадений с источником Mn^{56}, иллюстрирующий влияние вышележащего энергетического уровня, если с него возможны каскадные переходы. На нижнем графике изображен спектр при установке «окна» управляющего канала на энергетический уровень 3,02 MeV [1]. В спектре совпадений проявляются четкие пики 2,11 и 0,84 MeV, соответствующие двухкаскадному переходу 2,13—0,845 MeV. Эти пики находятся на некотором непрерывном распределении импульсов, которое обусловлено слабыми по интенсивности двухкаскадными переходами с вышележащих уровней.

На верхнем графике приведен спектр совпадений при установке окна управляющего канала на энергию уровня 2,60 MeV, с которого идет интенсивный каскад 1,81—0,845 MeV. Как видно, в спектре проявляются четкие пики 1,80±0,04 и 0,86±0,02 MeV, соответствующие этому каскаду. Кроме того, здесь проявляется пара пиков 2,19±0,04 и 0,47±±0,02 MeV, обусловленных каскадом 2,13 —0,84 MeV с уровня 3,02 MeV. Для этого уровня установка $E_ц = 2{,}60$ MeV является неточной, $E_ц < 3{,}02$ MeV, и каскад 2,13—0,84 MeV проявляется подобно случаю, приведенному на верхнем графике рис. 2, т. е. в виде двух пар пиков 2,19 MeV (фотопик) — 0,47 (комптоновский) и 0,86 (фотопик) — 1,79 (комптоновский), так что сумма соответствующих пар пиков равна $E_ц$. Последняя пара пиков, обусловленная каскадом 2,13—0,845 MeV с уровня 3,02 MeV, завуалирована пиками, соответствующими каскаду 1,81—0,845 MeV с уровня 2,6 MeV.

В общем случае происхождение ложных пиков нетрудно выяснить путем изменения положения окна управляющего канала по изменению энергии и интенсивностей пиков.

2. Экспериментальные результаты

Для изучения уровней Nd^{144} была использована смесь Ce^{144} — Pr^{144}— Nd^{144} через два года после выделения из продуктов деления U. Источник толщиной 0,5 г $см^{-2}$ находился в стальном контейпере с толщиной стенок 0,2 мм. Чтобы предотвратить появление тормозного излучения от интенсивного жесткого β-излучения, попадающего в свинцовую защиту, контейнер был окружен 10-миллиметровым слоем органического стекла.

Детектором служили кристаллы NaJ(Tl) 40 × 40 мм, расположенные в свинцовой защите под углом 90° друг к другу с пересечением их осей в центре источника.

На рис. 4 приведены спектры, полученные методом сложения при совпадении. На нижнем графике этого рисунка представлен спектр двухкаскадных переходов при установке окна дифференциального дискриминатора на энергетическую область 2,87 MeV при ширине окна 200 keV. Как видно, в спектре проявляются четкие пики 0,70±0,01 и 2,19±±0,01 MeV, соответствующие каскаду γ-лучей 0,69—2,18 MeV с уровня 2,87 MeV.

В центре спектра ясно виден пик 1,47±0,03 MeV. Среднее значение энергий этого пика (по пяти сериям измерений) равно 1,44±0,02 MeV. Исходя из того, что один пик в спектре совпадений появиться не может, следует предположить, что он соответствует каскаду γ-лучей (1,44±±0,02)—(1,44±0,02) MeV.

По бокам от центрального пика проявляются размытые пики с энергиями 1,22±0,05 и 1,82±0,05 MeV. Средние значения (по четырем сериям)

энергии этих пиков равны (1,18±0,02) и (1,79±0,03) MeV; они соответствуют каскаду γ-лучей с этими энергиями. Последовательность испускания этих γ-лучей будет рассмотрена далее.

Определить площади под четкими пиками 0,70 и 2,19 MeV не представляет труда; сложнее обстоит дело с пиками, расположенными между ними. Эти промежуточные пики находятся на некотором плато. На нижнем графике рис. 2 площадь плато между пиками составляет 17% от

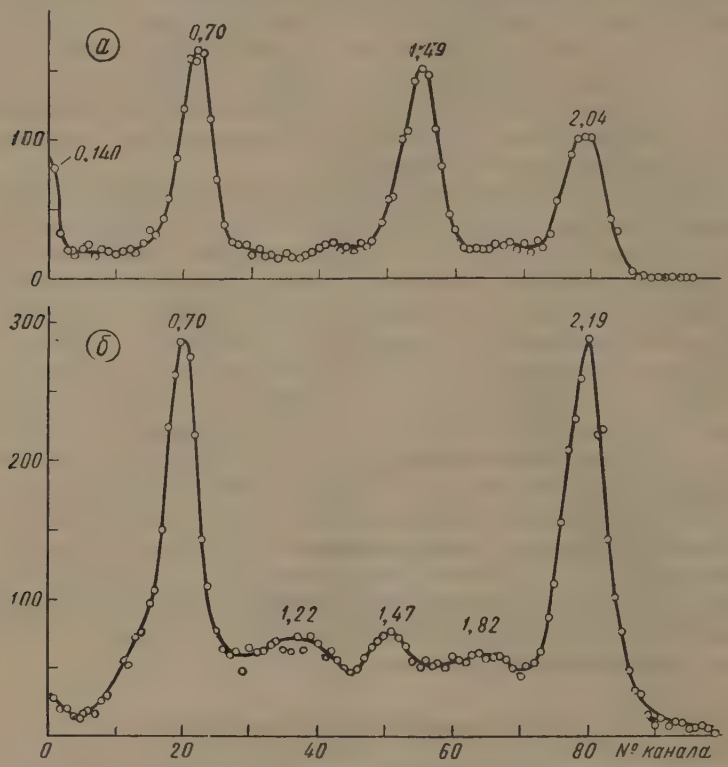


Рис. 4. Спектры совпадений Nd^{144} методом сложения при совпадениях. *а* — Каскады с уровня 2,18 MeV, *б* — с уровня 2,87 MeV

полной площади. На нижнем графике рис. 3 (считая, что плато по бокам от пиков соответствует вкладу от более высоких энергетических уровней) она составляет ~5%. Последний случай более всего подходит по энергии к изучаемому, поэтому было предположено, что площадь плато между пиками, обусловленная вкладом от пиков 0,70 и 2,19 MeV, равна 5%. Далее, пользуясь формулой эффективности, выведенной в работе [5], и экспериментально определенным фотовкладом, мы нашли соотношение интенсивностей каскадов. Приводим относительные интенсивности каскадов и площади под пиками, соответствующие им (из нижнего графика рис. 4):

Каскады γ-лучей	Площадь паров пиков, %	Интенсивности каскадов
0,69—2,18	67	1
1,44—1,44	8	0,4
1,2 —1,8	25	0,98

На верхнем графике рис. 4 представлен спектр, полученный при установке окна управляющего канала на энергетический уровень 2,18 MeV; ширина окна 96 keV. Два четких пика 1,49±0,01 и 0,70±0,01 MeV соответствуют хорошо известному каскаду γ-лучей 1,48—0,69 MeV.

Четкий пик 2,04±0,02 MeV и дополняющий его пик 0,140 MeV, который здесь приведен только частично, обусловлены каскадом 2,18—0,69 MeV с вышележащего уровня 2,87 MeV. Этот случай несколько отличается от приведенного на верхнем графике рис. 3, так как здесь энергия одного из γ-квантов каскада с вышележащего уровня, а именно 2,18 MeV, равна установке окна управляющего канала. Поэтому ложные пики от каскадов с вышележащего уровня здесь проявляются следующим образом.

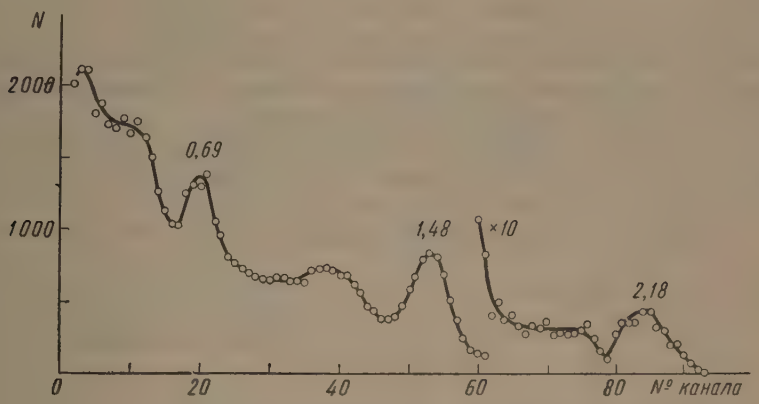


Рис. 5. Спектр совпадений с γ-линией 0,69 MeV Nd^{144}, получаемый обычным методом совпадений

Каскад 2,18—0,69 MeV дает пики 2,04 MeV (комптоновский от 2,18 MeV) —0,14 (комптоновский от 0,69 MeV) и 0,69 (фотопик от 0,69 MeV)—1,48 (комптоновский от 2,18), последняя пара пиков накладывается на основные пики.

Каскад 1,44—1,44 MeV дает пики, которые накладываются на пики эффекта.

Каскад 1,2—1,8 MeV дает пики 1,8 (фотопик от 1,8 MeV) — 0,38 (комптоновский от 1,2 MeV) и 1,2 (фотопик от 1,2 MeV) — 1,0 (комптоновский от 1,8 MeV). Пик 1,8 MeV проявляется как слабый подъем между пиками 1,49 и 2,04 MeV, а пики 1,2 MeV и 1,0 MeV— подобным же образом между пиками 0,69 и 1,49 MeV.

На рис. 5 приведены результаты измерения обычным методом совпадений. График представляет — спектр совпадений с γ-линией 0,690 MeV. Фон случайных совпадений (составляющий 30% от истинных совпадений в области 2,18 MeV, 4% в области 1,48 MeV и 20% в области 0,69 MeV) и вклад от комптоновского распределения, на котором находится фотопик 0,690 MeV, вычтены. Из всей площади, вырезаемой управляющим каналом, на комптоновский пьедестал приходилось ~20%, а спектр, совпадающий только с γ-лучами, которые образуют этот пьедестал, был определен измерением совпадений, когда управляющий канал устанавливался в область, где отсутствует вклад от γ-линии 0,690 MeV.

Как видно из рис. 5, в совпадении с γ-линией 0,690 MeV находятся γ-линии 1,48; 2,18 и 0,69 MeV. Последние две γ-линии в совпадении с 0,690 MeV ранее не замечались. Из площадей под фотопиками (с учетом фотовклада) найдено, что в совпадении с γ-линией 0,69 MeV γ-линии 0,69; 1,48 и 2,18 MeV имеют относительные интенсивности (1,2±0,2), (17,2±±2,5) и 1, соответственно. Отметим, что определение фотовкладов и соотношения интенсивностей γ-линий основываются на усредненном соотношении интенсивностей γ-линий 0,690; 1,48 и 2,18 MeV, равном, соответственно, 1 : (0,18±0,01) : (0,494±0,002). Соотношение интенсивностей этих γ-линий взято из работ [3] и [6].

Из результатов, полученных методом сложения при совпадении, сле-

дует, что должны иметь место совпадения между γ-линиями 1,2 и 1,8 MeV, а также 1,4 и 1,4 MeV. Однако при изучении спектра совпадений с γ-лучами в энергетической области 0,8÷2,4 MeV четкого доказательства вышеуказанных каскадов не было обнаружено. В работе [4] однокристальным спектрометром была обнаружена γ-линия 2,87 MeV; наша аппаратура не разрешила этого пика. Ее интенсивность мы оцениваем не более чем в 0,001 от интенсивности γ-линии 2,18 MeV.

3. Схема уровней и γ-переходов

На рис. 6 представлена предлагаемая схема уровней и γ-переходов, наиболее удовлетворяющая полученным экспериментальным данным. Схема β-переходов этой схемой не затрагивается.

Уровень 2,87 MeV впервые был введен в работе [4] в результате наблюдения γ-линии 2,87 MeV и каскада γ-лучей 1,1—1,7 MeV.

Из нижнего графика рис. 4, где представлены двухкаскадные переходы с уровня 2,87 MeV, видно, что переход 1,2—1,8 MeV действительно существует; но, кроме того, распад этого уровня идет и при помощи двух других каскадов 1,44—1,44 MeV и 2,18—0,69 MeV, которые раньше не замечались.

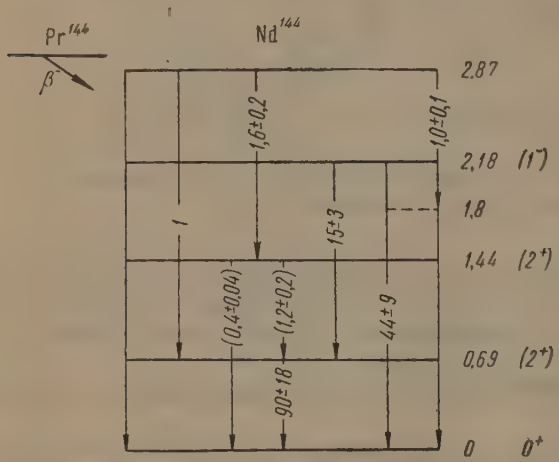


Рис. 6. Предполагаемая схема уровней и γ-переходов Nd^{144}

Каскад 1,44—1,44 MeV однозначно определяет уровень 1,44±0,02 MeV. Этот уровень по энергии удовлетворяет двухфононному возбуждению ядра [7]. Удовлетворительно согласуется и соотношение интенсивностей переходов с этого уровня на первый возбужденный уровень и в основное состояние ядра. Если принять, что уровень 1,44 MeV является вторым и обусловлен квадрупольными колебаниями относительно сферической равновесной формы, то возможными для него значениями спина будут 0,2 или 4^+. Значение 0^+ исключается, так как иначе γ-переход с этого уровня в основное состояние был бы запрещен. Из двух других возможностей естественно отдать предпочтение 2^+, по аналогии с другими четно-четными ядрами с квадрупольным колебательным спектром.

Каскад 2,18—0,69 MeV интерпретируется как переход через уровень 0,69 MeV. Возможный по энергиям переход через уровень 2,18 MeV или наличие обоих переходов противоречат соотношению интенсивностей γ-лучей 1,48 и 2,18 MeV, полученному в работах [3, 6].

Каскад 1,2—1,8 MeV возможен как через уровень 1,8 MeV, так и через уровень 1,2 MeV. В работе [4] предпочтение отдано уровню 1,8 MeV (точнее 1,74 MeV), так как ранее [8] был замечен β-переход с максимальной энергией 1,3 MeV. Отметим, что этот переход идентифицирован недостаточно уверенно, поэтому доводы [8] мало убедительны. Соответствующий уровень мы обозначили пунктиром.

Энергия высшего уровня принимается равной 2,87 MeV, так как наблюдалась γ-линия с такой энергией [4], которую можно рассматривать как прямой переход на основное состояние. Кроме того, четкий каскад 2,18—0,69 MeV указывает для этого уровня энергию 2,87±0,02 MeV.

Измерения, представленные на верхнем графике рис. 4, подтверждают наличие уровня 2,18 MeV и хорошо известного каскада 1,48—0,69 MeV.

На схемах уровней в разрывах стрелок показаны полученные относительные интенсивности γ-переходов. В скобки заключены величины, которые увеличатся (при неизменном соотношении между собой), если имеет место β-переход на уровень 1,44 MeV.

Спин и четность уровня 1,44 MeV предполагаются равными 2^+. Спины уровней 2,18 и 0,69 MeV определялись при помощи угловой корреляции γ-лучей 1,46 и 0,69 MeV во многих работах [1, 3]. Но ни в одной из работ не учитывалось влияние γ-линии 2,18 MeV. Если принять предлагаемую схему уровней и γ-переходов, то новые каскады вносят существенный вклад (не менее 16%), который необходимо учитывать при изучении угловой корреляции 1,48—0,69 MeV с уровня 2,18 MeV. Эта примесь новых каскадов может заметно изменить спиновую индентификацию уровней 2,18 и 0,69 MeV. Поэтому спины этих уровней заключены в скобки, как нуждающиеся в дальнейшей проверке. Спин уровня 1,44 MeV также заключен в скобки, так как нуждается в экспериментальном определении.

Цитированная литература

1. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер.— Изд. АН СССР, М.— Л., 1958.
2. Hickok R., McKinley W. A., Fultz S. C., Phys. Rev., **109**, 113 (1958).
3. Graham R. L., Geiger J. S., Eastwood T. A., Canad. J. Phys., **36**, 1084 (1958).
4. Фирсов Е. И., Башилов А. А., Изв. АН СССР. Сер. физ. **21**, 1633 (1957).
5. Hoogenboom A. M., Nucl. Instr., **3**, 57 (1958).
6. Kreger W., Cook C., Phys. Rev., **96**, 855, 1276 (1954).
7. Scharff-Goldhaber G., Phys. Rev., **90**, 587, (1953); Scharff-Goldhaber G., Weneser J., Phys. Rev., **98**, 212 (1955).
8. Cheng L., John G., Kurbatov J., Phys. Rev., **85**, 487 (1952).

Примечание при корректуре: На рис. 1 вместо 300 V следует читать 150 V, вместо 10 kΩ — 1,0 kΩ, вместо $u_Z - u_\Sigma$.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Ю. В. ЦЕХМИСТРЕНКО

К ТЕОРИИ СВЕРХТЕКУЧЕСТИ НУКЛОННОГО ГАЗА

Рассмотрим систему взаимодействующих нейтронов и протонов. Будем считать силы, действующие между нуклонами, центральными. Допустим, что число протонов отлично от числа нейтронов. При таких предположениях система описывается гамильтонианом [1]:

$$H = \sum_{ks}\left[E(k) - \lambda_+\left(\frac{1}{2}+\tau\right) - \lambda_-\left(\frac{1}{2}-\tau\right)\right]\overset{+}{a}_{ks}a_{ks} - \\ - \frac{1}{2V}\sum_{kk's_2s_1s_2's_1'} I_{s_2s_1|s_2's_1'}(k,\ k')\,\overset{+}{a}_{ks_1}\overset{+}{a}_{-ks_2}a_{-k's_2'}a_{k's_1'}, \tag{1}$$

причем

$$\lambda_+ - \lambda_- \neq 0; \tag{2}$$

здесь $s = (\sigma,\ \tau)$; $\sigma = \pm\frac{1}{2}$ описывает направление проекции обычного спина, $\tau = \pm\frac{1}{2}$ — направление проекции изотопического спина, $I_{s_1s_2|s_2's_1'}(k,\ k') = I^*_{s_1s_2|s_2's_1'}(k,\ k')$ в самом общем случае центральных сил может быть записано в виде

$$I_{s_1s_2|s_2's_1'}(k,\ k') = j_{s_1s_2}(k,\ k')\,\delta_{s_1s_1'}\delta_{s_2s_2'} + j_{s_1s_2|s_2's_1'}(k,k')\,\delta_{s_1+s_2,\,0}\delta_{s_1'+s_2',\,0}; \tag{3}$$

$$j_{s_1s_2} = j_{s_2s_1};\ j_{s_1s_2|s_2's_1'} = j_{s_2's_1'|s_2s_1} = j_{s_2s_1|s_1's_2'};\ j_{s_1s_2|s_2's_1'} = j_{s_1s_2|s_2s_1'} = 0.$$

Известное каноническое преобразование Н. Н. Боголюбова выбираем так, чтобы оператор полного импульса системы оставался диагональным:

$$a_{ks} = \sum_{s'}(u_{kss'}\alpha_{ks'} + v_{kss'}\overset{+}{\alpha}_{-ks'});$$

$$u_{kss'} = \overset{*}{u}_{kss'};\quad v_{kss'} = \overset{*}{v}_{kss'}. \tag{4}$$

унитарность преобразования обеспечивается условиями:

$$\sum_{s'}(u_{kss'}u_{ks_1s'} + v_{kss'}v_{ks_1s'}) = \delta_{ss_1};$$

$$\sum_{s'}(u_{kss'}v_{ks_1s'} + u_{ks_1s'}v_{kss'}) = 0. \tag{5}$$

Вводя «функции распределения»

$$F_{kss_1} = \sum_{s'} v_{kss'}v_{ks_1s'}$$

и

$$\Phi_{kss_1} = \sum_{s'} u_{kss'}v_{ks_1s'} = -\Phi_{ks_1s}; \tag{6}$$

которые, как показал Н. Н. Боголюбов, должны удовлетворять эквивалентным (5) соотношениям

$$F_{kss'} - \sum_{s''} (\Phi_{ks''s}\Phi_{ks''s'} + F_{kss''}F_{ks''s'}) = 0$$

и

$$\sum_{s''} (F_{kss''}\Phi_{ks''s'} + F_{ks's''}\Phi_{ks''s}) = 0, \tag{7}$$

сведем по известному рецепту [1] задачу нахождения энергии основного состояния (1) к задаче минимизации функционала

$$\overline{H} = \langle C^* H C \rangle; \quad \langle C^* C \rangle = 1; \quad \alpha_{ks} C = 0 \tag{8}$$

при дополнительных условиях (7). Учитывая (7) путем введения соответствующих множителей Лагранжа, будем решать вариационную задачу в переменных F и Φ. Путем чисто алгебраических преобразований получаем, как следствие (2), что если τ и τ' различны, то

$$\Phi_{kss'} = F_{kss'} = 0. \tag{9}$$

Нетрудно заметить, что этот вывод означает неэффективность взаимодействия между нейтронами и протонами. Найденное решение действительно соответствует минимуму $\overline{H}$, поскольку, как показывает специальное исследование, вторая вариация $\overline{H}$ для этого решения является положительно определенной квадратичной формой.

Таким образом, несмотря на наличие в гамильтониане (1) взаимодействия между нейтронами и протонами, они ведут себя в отношении сверхтекучести как две совершенно не связанные ферми-системы. Предположение о различии химических потенциалов протонов и нейтронов (2), приводящее к такой ситуации, является вполне оправданным, так как во всех известных нам ядерных системах плотность нейтронов отличается от плотности протонов. Специальное исследование случая $\lambda_+ - \lambda_- = 0$ показывает, что выражение для энергии основного состояния в этом случае остается прежним, но функции F и Φ уже не определяются однозначно вариационными уравнениями и дополнительными условиями. Математически это вызвано тем, что гамильтониан (1) при $\lambda_+ - \lambda_- = 0$ обладает более высокой симметрией в изотопическом пространстве.

Данная работа была выполнена по предложению Н. Н. Боголюбова, которому автор выражает искреннюю благодарность.

Цитированная литература

1. Боголюбов Н. Н., Докл. АН СССР, **119**, 52 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

М. КАЗАРНОВСКИЙ

О МОМЕНТАХ ИНЕРЦИИ АТОМНЫХ ЯДЕР

Не исключена возможность того, что ядро можно трактовать как систему нескольких слабо взаимодействующих частей (например, оболочек или внешней незаполненной оболочки и остова). Тогда, если время жизни ядра во вращательном состоянии мало по сравнению с временем, необходимым для передачи момента количества движения от одной части ядра к другой, вращательные состояния ядер могут реализоваться различным образом. Волновые функции подобных состояний не являются собственными волновыми функциями гамильтониана ядра даже в пренебрежении взаимодействием нуклонов с электромагнитным полем. Возможно, что аналогичная ситуация имеет место и в случае других типов коллективного движения в ядрах (например, колебаний ядерной поверхности).

Естественно предположить, что наиболее легко возбуждается вращение поверхностных частей ядра, которые в случае несферических ядер частично вовлекают во вращение внутренние части (остов). Поэтому наиболее вероятное значение I складывается из момента инерции внешних (незамкнутых) оболочек I_1 и момента инерции остова I_0. Последний наиболее естественно считать «гидродинамическим». Запишем I_1 в виде

$$I_1 = n_{\text{эфф}} M \overline{R^2},$$

где $n_{\text{эфф}}$ — эффективное число нуклонов в незамкнутых оболочках, принимающих участие во вращении, M — масса нуклона, а $\overline{R^2}$ — средний квадрат расстояния от оси вращения до этих оболочек. Поскольку моменты количества движения внешних нуклонов в среднем довольно большие, эти нуклоны в основном располагаются на поверхности ядра, т. е.

$$I_1 \approx \frac{5}{3} \frac{n_{\text{эфф}}}{A} I_{\text{тв}},$$

где $I_{\text{тв}}$ — «твердотельный» момент инерции ядра, а A — массовое число (множитель 5/3 равен отношению моментов инерции сферы и шара с равными массами). Если число нуклонов в незамкнутых оболочках $n_{\text{н}}$ мало и ядро достаточно сильно вытянуто, то связь этих нуклонов с осью аксиальной симметрии ядра больше, чем их связь между собой и все они принимают участие во вращении, т. е. $n_{\text{эфф}} = n_{\text{н}}$; аналогично, если эти оболочки почти заполнены, то $n_{\text{эфф}} = n_{\text{д}}$ — числу «дырок» в них. Поэтому для достаточно сильно вытянутых ядер приближенно можно положить

$$n_{\text{эфф}} = \min(n_{\text{н}}, n_{\text{д}})_P + \min(n_{\text{н}}, n_{\text{д}})_N, \qquad (1)$$

где индексы P и N указывают, соответственно, на протонную и нейтронную оболочки. Поскольку, далее

$$I_{\text{тв}} = \frac{2}{5} M r_{\text{н}}^2 A^{5/3} (1 + 0{,}31\beta + 0{,}44\beta^2 + \cdots);$$

$$I_0 = 0{,}358 M r_{\text{н}}^2 A^{5/3} \beta^2 \left(1 - \frac{n_{\text{эфф}}}{A}\right)(1 - 0(\beta^2)),$$

где $r_{\text{н}} A^{1/3}$ — радиус ядра, а β — параметр деформации, связанный с внут-

ренним квадрупольным моментом Q_0 формулой

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z r_e^2 A^{2/3} \beta (1 + 0{,}16\beta + \ldots)$$

($r_e A^{1/3}$ — радиус распределения заряда в ядре), имеем

$$I = \frac{2}{3} M r_н^2 A^{2/3} [n_{эфф} (1 + 0{,}31\,\beta - 0{,}10\,\beta^2 + \ldots) + 0{,}537\, A\beta^2 + \ldots]. \quad (2)$$

В таблице приведены значения энергии первого возбужденного вращательного уровня $(E_{2+})_{теор} = 3\hbar^2 / I$, вычисленные по (2) (при $r_н = 1{,}35 \cdot 10^{-3}$ см, $r_e = 1{,}2 \cdot 10^{-13}$ см) для четно-четных ядер *, обладающих ярко выраженным вращательным спектром. Значения Q_0 взяты из [1]. Сравнение с экспериментальными данными [2] $(E_{2+})_{эксп}$ показывает вполне удовлетворительное согласие, несмотря на грубость исходных предположений.

Сравнение экспериментальных и теоретических значений моментов инерции четно-четных ядер

Ядро	$Q_0 \cdot 10^{24}$, см²	β	$n_{эфф}$	$(E_{2+})_{теор}$, keV	$(E_{2+})_{эксп}$, keV	Ядро	$Q_0 \cdot 10^{24}$, см²	β	$n_{эфф}$	$(E_{2+})_{теор}$, keV	$(E_{2+})_{эксп}$, keV
$_{12}Mg^{24}$			8	1540× ×(1— —0,31β)	1368	$_{70}Yb^{170}$	7,4	0,30	30	83	84
						Yb^{172}	7,0	0,28	32	80	79
						Yb^{174}	7,0	0,28	34	75	76,5
$_{60}Nd^{150}$	4,7	0,25	18	150	131	Yb^{176}	7,0	0,28	32	78	82
$_{62}Sm^{152}$	5,5	0,27	20	132	122	$_{72}Hf^{176}$	6,9	0,27	32	80	88
Sm^{154}	6,0	0,30	22	115	82	Hf^{178}	7,5	0,29	30	81	93
$_{64}Gd^{154}$	5,3	0,25	22	125	123	Hf^{180}	7,0	0,27	28	87	93
Gd^{156}	7,9	0,37	24	94	89	$_{74}W^{182}$	7,1	0,26	26	93	100
Gd^{158}	8,2	0,38	26	86	79,5	W^{184}	6,5	0,24	24	102	111
$_{66}Dy^{160}$	6,7	0,30	28	92	84	W^{186}	6,4	0,23	22	110	123
Dy^{162}	8,0	0,35	30	80	81	$_{76}Os^{186}$	5,5	0,20	22	116	137
Dy^{164}	9,0	0,39	32	71	73	Os^{188}	5,1	0,18	20	129	155
$_{68}Er^{164}$	6,9	0,30	28	90	91	$_{90}Th^{232}$	7,0	0,18	24	93	50
Er^{166}	7,5	0,32	30	82	80,6	$_{92}U^{238}$	10,3	0,26	30	66	45
Er^{168}	7,5	0,32	32	77	80						
Er^{170}	7,5	0,31	34	74	79						

Значительное отклонение экспериментальных значений E_{2+} от теоретических у наиболее тяжелых ядер (U, Th), по-видимому, объясняется тем, что у этих ядер в большей степени вовлекаются во вращение нуклоны остова. Несколько странным является относительно большое расхождение экспериментальных и теоретических значений E_{2+} у Sm^{154}.

Следует отметить, что данная модель не объясняет того факта, что моменты инерции у нечетных ядер в среднем больше приблизительно на 20%, чем у четно-четных ядер. Согласно настоящей модели, в принципе возможны вращательные состояния ядер, отличные от рассмотренного здесь вращения поверхностных нуклонов (например, как показано Хохловым [3], по-видимому, могут существовать вращательные состояния с $I \geqslant I_{тв}/14$ даже у сферических ядер). Однако обнаружить такое вращение у замкнутых оболочек трудно, поскольку оно может возбуждаться только либо в прямых процессах с быстрыми частицами, либо в реакциях, сопровождающихся существенным изменением структуры ядра, а в этих случаях выделить экспериментально вращательные состояния на фоне других видов ядерного возбуждения довольно сложно.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность А. С. Давыдову, Д. А. Зайкину, И. М. Франку, Ю. К. Хохлову и Ф. Л. Шапиро за ценные дискуссии.

Цитированная литература

1. Townes C. H., Handbuch der Physik. XXXVIII, 1, 377 (1958).
2. Strominger D. S., Hollander J. M., Seaborg G. T., Rev. Mod. Phys., 30, 585 (1958).
3. Хохлов Ю. К., Ж. эксперим. и теор. физ., 35, 240 (1958).

* Предполагалось, что оболочки замыкаются при числах нуклонов, равных 8, 20, 50, 82 и 126.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Б. Б. ДОЦЕНКО

К ТЕОРИИ СВЕРХТЕКУЧЕСТИ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

В последнее время при теоретическом изучении основных свойств атомных ядер (особенно тяжелых) довольно широко используется концепция ядерной материи [1, 2]. Под ядерной материей мы понимаем совокупность нуклонов, заполняющую бесконечный объем, причем плотность нуклонов в ядерной материи соответствует плотности нуклонов внутри тяжелых ядер. Считается, что свойства ядерного вещества в небольших объемах во внутренних частях тяжелых ядер (где можно пренебречь влиянием поверхности ядра) довольно хорошо аппроксимируются свойствами таких же малых порций ядерной материи.

Из работ [1, 2] и, особенно, [3] следует, что, несмотря на интенсивное попарное взаимодействие между нуклонами, к ядерной материи применима модель газа из слабо взаимодействующих ферми-частиц, эффективная масса которых примерно в два раза меньше массы свободных нуклонов (вводится самосогласованное поле).

Но из работы [4], а также [5] следует, что система ферми-частиц со слабым попарным притяжением при температурах, близких к абсолютному нулю, может образовывать своеобразный конденсат из пар частиц с равными и противоположными импульсами и спинами и из аналогичных пар дырок. По своим свойствам этот конденсат до некоторой степени напоминает сверхтекучий конденсат жидкого He^4.

В связи с этим получает полное обоснование гипотеза Н. Н. Боголюбова о том, что реальным случаем для изучения свойств сверхтекучести ферми-систем при помощи предложенного им нового метода в теории сверхпроводимости является теория ядерной материи (см. [4], стр. 30).

Для применения указанного метода рассмотрим следующий модельный гамильтониан системы ферми-частиц, обладающих как спином σ, так и изотопическим спином τ*:

$$H = \sum_{k,\,\sigma,\,\tau} \{E(k) - \lambda\} \overset{+}{a}_{k,\,\sigma,\,\tau} a_{k,\,\sigma,\,\tau} - \\ - \frac{1}{2V} \sum_{(k,\,k';\,\sigma,\,\sigma';\,\tau,\tau')} I(k, k') \overset{+}{a}_{k,\,\sigma_1,\,\tau_1} \overset{+}{a}_{-k,\,\sigma_2,\,\tau_2} a_{-k',\,\sigma_2',\,\tau_2'} a_{k',\sigma_1',\,\tau_1'}, \qquad (1)$$

где $E(k)$ — энергия частицы с импульсом k ($\hbar = 1$), λ — параметр, имеющий смысл химического потенциала системы и для нормального состояния равный энергии Ферми, а $I(k, k') = I(k, -k;\ k', -k' | \sigma_1, \sigma_2;\ \sigma_1', \sigma_2' | \tau_1, \tau_2;\ \tau_1', \tau_2')$ — существенная часть взаимодействия между частицами, которая приводит к образованию сверхтекучего конденсата из пар нуклонов (и дырок) с противоположными импульсами и спинами или изотопическими спинами.

При непосредственном применении к гамильтониану (1) теории возмущений в соответствующем разложении появятся расходящиеся члены, свя-

* Для малого объема в ядерной материи можно пренебречь кулоновскими силами между нуклонами, находящимися в этом объеме, и в то же время учесть заряды нуклонов, пользуясь формализмом изотопического спина. Явным учетом изотопического спина эта работа отличается от работ Соловьева [6] и Беляева [7].

занные с возникновением указанных пар частиц и дырок. Поэтому нам нужно перейти от амплитуд порождения и уничтожения реальных частиц и дырок $\overset{+}{a}_{k,\sigma,\tau}$ и $a_{k,\sigma,\tau}$ к амплитудам новых квазичастиц, имеющих смысл элементарных энергетических возбуждений: $\overset{+}{\alpha}_{k,\sigma,\tau}$ и $\alpha_{k,\sigma,\tau}$, при помощи канонического преобразования:

$$a_{4\sigma\tau k,\sigma,\tau} = u_k \alpha_{k,-\sigma,-\tau} + 2\sigma v_k \overset{+}{\alpha}_{k,\sigma,-\tau} + 2\tau \varphi_k^* \overset{+}{\alpha}_{k,-\sigma,\tau} + 4\sigma\tau \chi_k^* \alpha_{k,\sigma,\tau}, \qquad (2)$$

удовлетворяющего условиям ортонормировки и однозначности (см. [4], приложение 1). В этом новом представлении мы уже можем не ограничивать себя требованием постоянства числа частиц.

Подставляя (2) в (1), получаем новое выражение для H из 272 членов. При применении к этому гамильтониану теории возмущений в соответствующем разложении появляются расходящиеся члены, соответствующие возникновению пар квазичастиц с одинаковыми импульсами. Для их устранения нужно подобрать коэффициенты канонического преобразования так, чтобы суммарный вклад этих членов в соответствующее (в нашем случае — первое) приближение теории возмущений был равен нулю. В этом — суть принципа компенсации, предложенного Н. Н. Боголюбовым. Действуя в соответствии с этим принципом, получим два основных уравнения для коэффициентов u_k, v_k, φ_k, χ_k:

$$2\{E(k) - \lambda\}(u_k^* \pm \chi_k)(v_k \mp \varphi_k^*) -$$
$$- \frac{1}{V}\sum_{k'} I(k, k') \left[(u_k^* \pm \chi_k)^2 (u_{k'}^* \pm \chi_{k'})(v_{k'} \mp \varphi_{k'}^*) - \right.$$
$$\left. - (v_k \mp \varphi_k^*)^2 (u_{k'}^* \pm \chi_{k'})(v_{k'}^* \mp \varphi_{k'})\right] = 0; \qquad (3)$$

при выводе этих уравнений использована гипотеза о зарядовой независимости взаимодействия:

$$I(\vec{n} \sim \overleftarrow{n}) = I(\vec{p} \sim \overleftarrow{p}) = I(\vec{n} \sim \vec{p}) = I(k, k'); \qquad (4)$$

здесь $I(\vec{n} \sim \overleftarrow{n})$ — взаимодействие между двумя нейтронами с противоположными спинами (синглет по спину), $I(\vec{p} \sim \overleftarrow{p})$ — то же для пары протонов, а $I(\vec{n} \sim \vec{p})$ — взаимодействие нейтрона и протона с параллельными спинами (триплет по спину).

Ищем решение системы (3) в классе действительных функций*. Полагая

$$u_k + \chi_k = x_k; \quad v_k - \varphi_k = y_k; \quad v_k + \varphi_k = z_k; \quad u_k - \chi_k = w_k,$$

получаем:

$$2\xi(k) x_k y_k - \frac{1}{V}\sum_{k'} I(k, k')(x_k^2 - y_k^2) x_{k'} y_{k'} = 0, \qquad (5)$$

$$\xi(k) = E(k) - \lambda.$$

Из условий ортонормировки и однозначности:

$$x_k^2 + y_k^2 = 1. \qquad (6)$$

Аналогичные соотношения получаются для z_k и w_k. В соответствии с [4] решаем уравнения (5) и получаем «тривиальное» решение:

$$x_k = \begin{cases} 0, & E(k) < \lambda \\ 1, & E(k) > \lambda \end{cases}, \qquad y_k = \begin{cases} 1, & E(k) < \lambda \\ 0, & E(k) > \lambda \end{cases} \qquad (7)$$

* Решение существует также, когда u_k и χ_k — действительны, а v_k и φ_k — мнимые (и наоборот); но так как эти случаи приводят к одинаковым результатам, мы не будем их рассматривать. Случай, когда u_k, v_k, φ_k и χ_k имеют действительные и мнимые части, одновременно отличные от нуля, будет рассмотрен особо.

и нетривиальное:

$$x_k = \pm\sqrt{\frac{\widetilde{\varepsilon}(k)+\xi(k)}{2\widetilde{\varepsilon}(k)}}, \quad y_k = \pm\sqrt{\frac{\widetilde{\varepsilon}(k)-\xi(k)}{2\widetilde{\varepsilon}(k)}}, \tag{8}$$

где $\widetilde{\varepsilon}(k) = \sqrt{C^2(k)+\xi^2(k)}$;

$$C(k) = \omega\,[K(k, k_F)/K(k_F, k_F)]\exp(-1/\rho);$$

$$\rho = \frac{k_F^2}{(2\pi)^2}\frac{K(k_F, k_F)}{E'(k_F)}; \quad K(k, k') = \frac{1}{(2\pi)^2}\int_{-1}^{+1} I(k, k')\,dt;$$

$$t = \cos(\widehat{\vec{k}, \vec{k}'}) \tag{9}$$

$$\ln\omega = -\frac{1}{2}\int_0^\infty \frac{d}{dk'}\left[\left(\frac{K(k_F, k')}{K(k_F, k_F)}\right)^2 \frac{k'^2}{k_F^2}\frac{(k'-k_F)E'(k_F)}{|E(k')-E(k_F)|}\right]\ln 2E'(k_F)\,|k'-k_F|\,dk';$$

$$E'(k_F) = (dE/dk)_{k=k_F}.$$

Далее:

$$w_k = \pm x_k; \quad z_k = \pm y_k,$$

тогда

$$u_k = \begin{cases} x_k; \\ 0 \end{cases} \quad \chi_k = \begin{cases} 0, & w_k = +x_k \\ x_k, & w_k = -x_k \end{cases}, \quad v_k = \begin{cases} y_k; \\ 0 \end{cases} \quad \varphi_k = \begin{cases} 0, & y_k = +z_k \\ -x_k, & y_k = -z_k \end{cases}. \tag{10}$$

Найдем теперь энергию основного состояния нашей системы; имеем:

$$E_0 \equiv \langle C_v^* H C_v\rangle = 4\sum\{E(k)-\lambda\}(v_k^* v_k + \varphi_k^*\varphi_k) -$$

$$-\frac{4}{V}\sum_{k,\,k'} I(k, k')\,[(u_{k'}\varphi_{k'}^* - v_{k'}\chi_{k'}^*)(u_k^*\varphi_k - v_k^*\chi_k) +$$

$$+ (u_{k'}v_{k'} - \varphi_{k'}^*\chi_{k'}^*)(u_k^* v_k^* - \varphi_k\chi_k)]; \tag{11}$$

отсюда, учтя (10), (8) и (7), получим, что разность между энергиями нормального и сверхтекучего основных состояний

$$E_0^{(n)} - E_0^{(s)} = 2\sum_k \{\widetilde{\varepsilon}(k) - E(k) + E_F\} \tag{12}$$

всегда положительна, т. е. сверхтекучее состояние выгоднее нормального и потому реализуется (E_F — энергия Ферми, C_v — «вакуумная» волновая функция: $\alpha_{k\sigma\tau}C_v = 0$).

Аналогично находим энергию однофермионного элементарного возбуждения:

$$E_e = \langle C_v^* \alpha_{k++} H \overset{+}{\alpha}_{k++} C_v\rangle = \widetilde{\varepsilon}(k). \tag{13}$$

Для сверхтекучего состояния:

$$E_e^{(s)} = \widetilde{\varepsilon}^{(s)}(k) = \sqrt{C^2(k) + \{E(k)-E_F\}^2} = \sqrt{C^2(k) + (E_e^{(n)})^2}, \tag{14}$$

т. е. энергия однофермионного возбуждения отделена от основного сверхтекучего состояния щелью, определяемой нетривиальным $C(k)$.

Далее, при рассмотрении случая, соответствующего очень тяжелым ядрам, когда λ_p — химический потенциал подсистемы протонов существенно отличается от λ_n — потенциала подсистемы нейтронов, получается, что при наложении определенной связи (учитывающей неравенство: $\lambda_n \neq \lambda_p$) на амплитуды a_p и a_n во всех соответствующих выражениях множители при $I(n \sim p)$ оказываются равными нулю. Отсюда следует, что для слу-

чая разных плотностей протонов и нейтронов, когда $\overline{(\partial H / \partial \lambda_p)} = Z \neq \neq \overline{(\partial H / \partial \lambda_n)} = N$, сверхтекучее состояние, по-видимому, при указанных условиях реализуется отдельно для протонной и отдельно для нейтронной подсистемы (см. также [8]). Однако, строго говоря, этот случай не является равновесным и может рассматриваться лишь как квазистационарное приближение.

В заключение выражаю глубокую благодарность Н. Н. Боголюбову за постановку темы, внимание к работе и ценные указания. Я благодарю также А. М. Королева, А. Ф. Лубченко и других товарищей за интерес к работе и полезные дискуссии.

Институт физики
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Brueckner K. A., Phys Rev., 97, 1353 (1955).
2. Gomes L. C., Walecka J. D., Weisskopf V. F., Ann. Phys., 3, 241 (1958).
3. Clementel E., Villi C., Nuovo Cimento, 9, 950 (1958).
4. Боголюбов Н. Н., Толмачев В. В., Ширков Д. В., Новый метод в теории сверхпроводимости.— Изд. АН СССР, М., 1958.
5. Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer I. R., Phys. Rev., 106, 162 (1957); Ibid., 108, 1175 (1957); Cooper L. N., Phys. Rev., 104, 1189 (1956).
6. Соловьев В. Г., Препринты Объединенного института ядерных исследований Р-217 и Р-219, 1958; Докл. АН СССР, 124, 625 (1958).
7. Беляев С. Т., Препринт работы в Институте теоретической физики. Effect of pairing correlations on the nuclear properties.— Копенгаген, 1958.
8. Цехмистренко Ю. В., Укр. фіз. ж., *1*, 37 (1959).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Л. РАПОПОРТ и С. КАДМЕНСКИЙ

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЯДЕРНОГО ПОТЕНЦИАЛА В ПРИБЛИЖЕНИИ «ЭФФЕКТИВНОЙ» МАССЫ

В целом ряде теоретических работ, появившихся за последние годы, показано, что, если пренебречь кулоновским отталкиванием, произвольно большое число нуклонов образует устойчивую конфигурацию с равновесной плотностью $\rho = 1{,}72 \cdot 10^{38}\text{см}^{-3}$ и энергией связи на одну частицу $\varepsilon = 15$ MeV. Эта конфигурация получила название «ядерной материи» [1—5]. В ядерной материи нуклоны движутся как независимые частицы, причем потенциальная энергия нуклона не зависит от его пространственного положения, но зависит от скорости. Зависимость от скорости чаще всего выражают в терминах «эффективной» массы нуклона. От свойств действительного ядра свойства ядерной материи отличаются прежде всего пренебрежением учета конечных размеров ядра. В настоящей работе сделана попытка обсудить глубину и форму потенциала, действующего на нуклон в ядре, а также величину и зависимость его «эффективной» массы от расстояния нуклона до центра ядра, с учетом конечных размеров ядра и кулоновских сил между протонами на основе статистической теории ядра. При этом оказывается, что получающиеся из теории «самосогласованные» потенциалы имеют обычный вид, употребляющийся, например, в оболочечной модели ядра. Величина эффективной массы получается приблизительно такой же, что и для ядерной среды. Общий вид потенциала, зависящего от расстояния и импульса, можно выразить в виде обобщенного нелокального потенциала, действующего со стороны всего ядра на нуклон.

1. Вывод потенциала, зависящего от скорости, из статистической теории ядра

Рассмотрим обычную статистическую теорию ядра. Если взаимодействие между нейтроном и протоном, нейтроном и нейтроном, протоном и протоном выразить соответственно в форме:

$$v_{np} = -I(r_{np})\,\hat{p}\,(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_p), \tag{1}$$

$$v_{nn'} = -\frac{1}{3} I(r_{nn'})\,(\vec{\sigma}\vec{\sigma}'), \tag{2}$$

$$v_{pp'} = -\frac{1}{3} I(r_{pp'})\,(\vec{\sigma}\vec{\sigma}'), \tag{3}$$

где, соответственно,

$$I(r_{ik}) = \frac{\gamma}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k|} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k|}{r_0}\right),$$

$\hat{p}$ — оператор перестановки координат, $r_0 = \dfrac{h}{m_\pi c}$, γ — постоянная закона сил, то при вычислении энергии взаимодействия между одинаковыми частицами останется только обменная часть взаимодействия; энергия связи при этом оказывается правильной [6].

Обменный потенциал взаимодействия V_{np} одного нейтрона со всеми протонами ядра, при обычных для статистического расчета допущениях [6], получается в виде:

$$V_{np} = -\frac{4\gamma}{h}\left[\frac{1}{4p}(p_{\mu p}^2 - p^2 + p_0^2)\ln\frac{(p_{\mu p}+p)^2+p_0^2}{(p_{\mu p}-p)^2+p_0^2} + p_{\mu p} - \right.$$

$$\left. - p_0 \operatorname{arctg}\frac{p_{\mu p}+p}{p_0} - p_0 \operatorname{arctg}\frac{p_{\mu p}-p}{p_0}\right], \qquad (4)$$

где $p_{\mu p}$ — величина максимального импульса, а $p_0 = \frac{h}{2\pi r_0}$.

Потенциал взаимодействия (4) зависит от координат (через $p_{\mu p}$) и импульса нейтрона p. Зависимость от расстояния до центра ядра выражается, в конечном счете, через распределение плотности протонов $\rho_p(r)$ связанной с $p_{\mu p}$ соотношением:

$$p_{\mu p} = (3\pi^2)^{1/3}\frac{h}{2\pi}\rho_p^{1/3}. \qquad (5)$$

В дальнейшем вместо $p_{\mu p}$ будет введена безразмерная функция

$$\omega_p = \frac{p_{\mu p}}{p_0}. \qquad (6)$$

Для малых импульсов (4) можно представить в виде ряда по параметру $\frac{p}{p_{\mu p}} = \frac{p}{\omega_p p_0} \ll 1$ и отделить пространственную зависимость от импульсной, ограничиваясь в разложении вторым порядком параметра

$$V_{np}(r, p) = -\frac{8\gamma p_0}{h}\left[\omega_p - \operatorname{arctg}\omega_p - \frac{\omega_p^3 p^2}{3p_0^2[1+\omega_p^2]^2}\right]. \qquad (7)$$

Аналогичным образом получаются обменные потенциалы взаимодействия одного нейтрона со всеми нейтронами ядра $V_{nn}(r, p)$ и одного протона со всеми протонами ядра $V_{pp}(r, p)$*:

$$V_{nn}(r, p) = -\frac{2\gamma p_0}{h}\left[\omega_n - \operatorname{arctg}\omega_n - \frac{\omega_n^3 p^2}{3p_0^2[1+\omega_n^2]^2}\right], \qquad (8)$$

$$V_{pp}(r, p) = -\frac{2\gamma p_0}{h}\left[\omega_p - \operatorname{arctg}\omega_p - \frac{\omega_p^3 p^2}{3p_0^2[1+\omega_p^2]^2}\right]. \qquad (9)$$

Используя (7), (8) и (9), можно получить действующий на нейтрон в ядре общий потенциал, в котором импульсная и пространственная зависимости отделены друг от друга. Имея в виду в дальнейшем подстановку этого потенциала в уравнение Шредингера, представим $V_n(r, p)$ в виде:

$$V_n(r, p) = V_n(r) - \frac{\varphi_n(r)}{4}p^2 - p\frac{\varphi_n(r)}{2}p - p^2\frac{\varphi_n(r)}{4}, \qquad (10)$$

где

$$V_n(r) = -\frac{8\gamma p_0}{h}\left\{\omega_p + \frac{\omega_n}{4} - \operatorname{arctg}\omega_p - \frac{1}{4}\operatorname{arctg}\omega_n\right\} \qquad (11)$$

и

$$\varphi_n(r) = -\frac{1}{3p_0^2}\left\{\frac{\omega_p^3}{[1+\omega_p^2]^2} + \frac{\omega_n^3}{4[1+\omega_n^2]^2}\right\}\frac{8\gamma p_0}{h}. \qquad (12)$$

Аналогичная формула может быть получена и для $V_p(r, p)$:

$$V_p(r, p) = V_p(r) - \frac{\varphi_p(r)}{4}p^2 - p\frac{\varphi_p(r)}{2}p - p^2\frac{\varphi_p(r)}{4}; \qquad (13)$$

* Кулоновское взаимодействие будет учтено позднее.

выражения для $V_p(r)$ и $\varphi_p(r)$ отличаются от (11) и (12) переменой мест ω_p и ω_n.

В формулах (10) и (13) функции $\omega_n(r)$ и $\omega_p(r)$ пока остаются произвольными. Выбор их обусловливается правильным значением энергии связи на нуклон, т. е. «самосогласованием». Для этого находится выражение для полной энергии ядра как функции $\omega(r)$:

$$E = E_k + E_j + E_A + E_c + E_R, \tag{14}$$

где E_k — кинетическая энергия Ферми нуклонов; E_j — вейцзекеровская энергия, учитывающая конечность размеров ядра; E_A — полная обменная энергия взаимодействия нуклонов; E_c — кулоновская энергия отталкивания протонов; E_R — обменная кулоновская энергия взаимодействия протонов. Следуя Гомбашу [6], ω_n и ω_p выбирают в виде:

$$\omega_p = \omega_{p_0} \exp\left(-\frac{a^2 r^2}{3r_0^2}\right), \tag{15}$$

где ω_{p_0} определяется из условия нормировки на полное число протонов Z:

и
$$\omega_{p_0} = (9\pi)^{1/6} Z^{1/3} a \tag{16}$$

$$\omega_n = \omega_{n_0} \exp\left(-\frac{a^2 r^2}{3r_0^2}\right), \tag{17}$$

где

$$\omega_{n_0} = (9\pi)^{1/6} N^{1/3} a \tag{18}$$

(N — полное число нейтронов).

Вариация полной энергии на минимум позволяет определить значение вариационного параметра a, а вычисление энергии связи на один нуклон и сравнение ее с экспериментальной позволяет определить постоянную закона сил γ [3]:

$$\gamma = \lambda \varepsilon_0 r_0, \tag{19}$$

где

$$\lambda = 4{,}14; \quad \varepsilon_0 = 17{,}01 \text{ MeV}.$$

Кроме чисто ядерного, на протон в ядре действует еще и кулоновский потенциал со стороны всех других протонов. Если пренебречь обменной частью кулоновского взаимодействия, то остающийся «обычный» потенциал не будет зависеть от импульса и вычисляется следующим образом:

$$v_c(r) = \frac{e^2}{2} \int \frac{\rho_p(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'. \tag{20}$$

Вводя, вместо $\rho_p(r)$ посредством соотношений (5) и (6) ω_p и выбирая ω_p в виде (15), получим:

$$v_c(r) = \frac{2e^2 \omega_{p_0}^3}{3\pi a^3} \frac{1}{r} \Phi\left(\frac{ra}{r_0}\right), \tag{21}$$

где $\Phi(x) = \int_0^x e^{-u^2} du$ — трансцендентная функция Гаусса; при этом

$$v_c(0) = \frac{2e^2 \omega_{p_0}^3}{3\pi a^2 r_0}. \tag{22}$$

Теперь полный потенциал, действующий в ядре на протон, определится суммой потенциалов

$V_p(r, p)$ из (13) и $v_c(r)$ из (21) и (22).

2. Приближение эффективной массы

С учетом формул (15) и (17) полностью определен явный вид потенциалов, действующих в ядре на нейтроны и протоны. Зависимость от импульса в рассматриваемом приближении оказывается квадратичной. Именно поэтому мы можем ввести приближение радиальной «эффективной» массы нуклона, отражающее факт взаимодействия данного нуклона со всеми остальными нуклонами. Рассматривая соотношение

$$\frac{1}{8}\left(\hat{p}^2\frac{1}{M}+\frac{1}{M}\hat{p}^2+\hat{p}\frac{2}{M}\hat{p}\right)+V(r,\ \hat{p})=$$
$$=\frac{1}{8}\left(\frac{1}{M^*}\hat{p}^2+\hat{p}\frac{2}{M^*}\hat{p}+\hat{p}^2\frac{1}{M^*}\right)+V(r),$$

мы получим для отношения эффективной массы M^* к действительной M следующее выражение:

$$\gamma=\frac{M^*}{M}=\{1-2M\varphi(r)\}^{-1}. \tag{23}$$

С учетом (11) и (12) имеем для нейтрона:

$$\gamma_n=\left\{1+\frac{16M_n\gamma}{3\hbar p_0}\left[\frac{\omega_p^3}{[1+\omega_p^2]^2}+\frac{\omega_n^3}{4\,[1+\omega_n^2]^2}\right]\right\}^{-1}. \tag{24}$$

Для протона γ_p имеет аналогичный вид (с перестановкой местами ω_n и ω_p).

На рис. 1 показан ход отношения M/M^* в зависимости от расстояния нуклона до центра ядра для ядра $A = 126$. Как видно из рисунка, эффек-

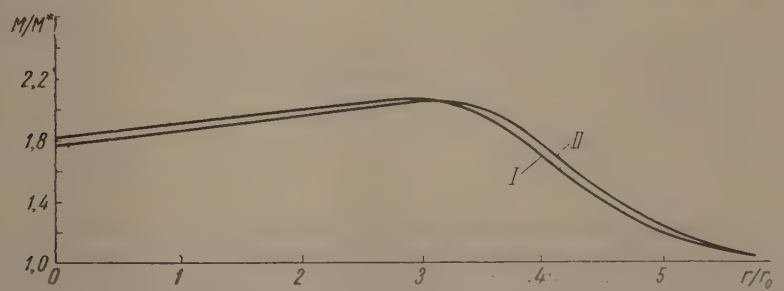


Рис. 1. Изменение отношения действительной массы M нейтрона (кривая I) и протона (кривая II) к «эффективной» массе M^* для стандартного ядра с $A = 126$

тивные массы нейтрона (кривая I) и протона (кривая II) практически совпадают. Наибольшая зависимость потенциала $V(r, p)$ от импульса наблюдается для средних расстояний нуклона от центра ядра.

Для сравнения с результатами предыдущих работ вычислено среднее значение эффективной массы для стандартного ядра $A = 126$. Усредняя член в квадратных скобках в формуле (24) по объему ядра по формуле:

$$\frac{1}{\Omega}\int_\Omega\left[\frac{\omega_p^3}{(1+\omega_p^2)^2}+\frac{\omega_n^3}{4\,(1+\omega_n^2)^2}\right]d\Omega$$

и выбирая параметр $a = 0{,}509$, соответствующий ядру $A = 126$, мы получаем:

$$\gamma = 0{,}57.$$

Это значение γ близко к соответствующему значению, полученному в работах [3, 4, 7] для «ядерной материи».

Графики зависимости потенциалов $V_n(r)$ и $V_p(r)$ от расстояния до центра ядра представлены на рис. 2, из которого видно, что потенциал, действующий на нейтрон (кривая *I*), имеет ход, постулируемый обычно в оболочечной модели ядра. Потенциал, действующий на протон (кривая *II*), отличается от потенциала, действующего на нейтрон, повышением в цент-

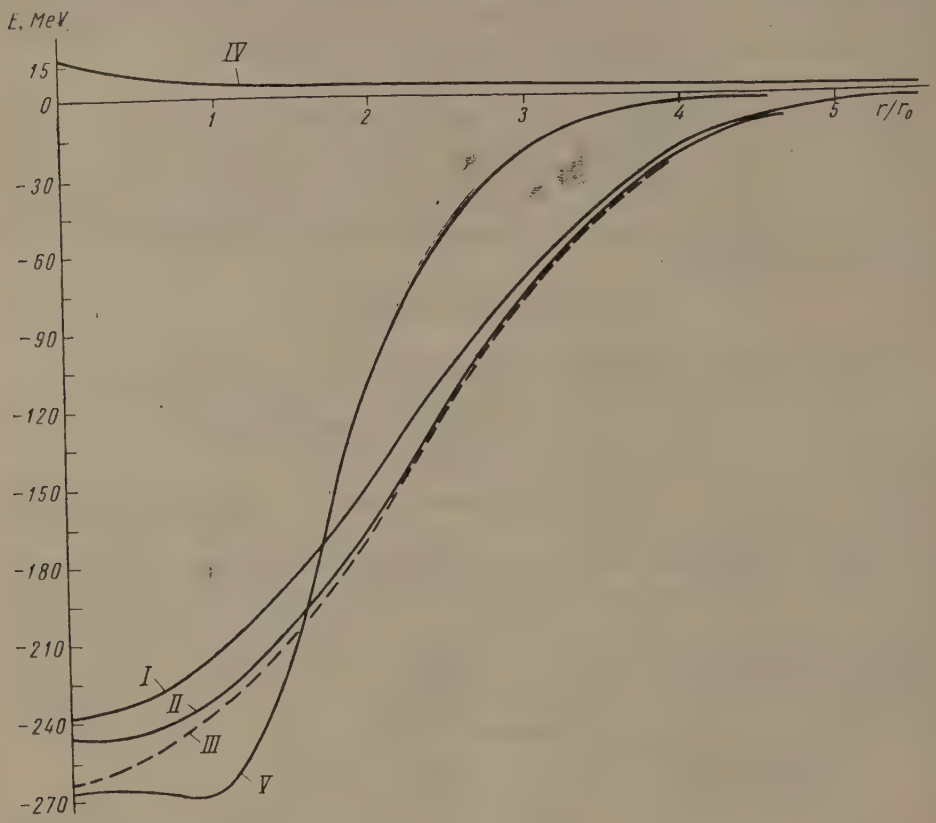


Рис. 2. Зависимость потенциальной энергии нуклонов в стандартном ядре с $A = 126$ от расстояния от центра ядра: *I* — нейтрон, *II* — протон, *III* — обменная энергия для протона, *IV* — кулоновская энергия для протона (все вычисления произведены для распределения плотности по (15)); *V* — нейтрон (распределение плотности по (25))

ре ядра и кулоновским барьером на краю ядра. На рисунке также показан ход обменного ядерного потенциала протона (13) (кривая *III*) и кулоновского потенциала протона (21) (кривая *IV*).

Для тяжелых ядер выбор однопараметрической зависимости $\omega_n(r)$ оказывается грубым. Как показано в нашей предыдущей работе [8], значительно лучший результатат получается при следующем ходе распределения плотности $\rho(r)$, зависящей от двух параметров ρ_0 и $\frac{R_0}{R}$:

$$\rho = \begin{cases} \rho_0 \text{ при } r \leqslant R_0 \\ \rho_0 \exp\left[-\left(\frac{r-R_0}{R}\right)^2\right] \text{ при } R_0 < r. \end{cases} \tag{25}$$

Расчеты потенциалов в этом случае производятся по тем же формулам, что и прежде; однако из-за наличия площадки постоянной плотности общий ход потенциала значительно ближе соответствует действительному. На рис. 2 приведен график хода $V_n(r)$ (кривая *V*) для стандартного ядра с $A = 126$ (необходимые параметры взяты из работы [8]). Из рисунка видно, что этот потенциал лучше всего подходит к обычно постулируе-

мому потенциалу в виде ямы с размытым краем. Оценка средней эффективной массы в этом случае приводит для $A = 126$ к значению $\gamma = 0{,}77$.

Зависимость массы нуклона в статистической модели от расстояния говорит о том, что нуклоны в этой модели являются «квазинуклонами». Максимальная энергия Ферми для таких «квазичастиц» вблизи поверхности ядра (рис. 1) должна быть приблизительно вдвое больше, чем это обычно принимается в подобных расчетах. Возможно, что этот эффект и объясняет наличие высокоэнергетических нуклонов в ядре, необходимых для объяснения таких реакций (протекающих на поверхности ядра), как, например, реакция «подхвата» («Pick up»). В этом случае для объяснения подобного эффекта не потребуется постулировать наличие сильного двухчастичного взаимодействия в ядре, как это сделано, например, в работе [9].

Воронежский гос. университет

Цитированная литература

1. Brueckner K., Levinson G., Mahmud H., Phys. Rev., 95, 17 (1954).
2. Brueckner K., Phys. Rev., 96, 508 (1954).
3. Brueckner K., Phys. Rev., 97, 1353 (1955).
4. Brueckner K., Levinson C., Phys. Rev., 97, 1344 (1955).
5. Гомес Л., Валецка Я., Вайскопф В., Пробл. совр. физ., 5, 56 (1958)
6. Гомбаш П., Успехи физ. наук, 49, 385 (1953).
7. Clementel E., Villy C., Nuovo Cimento, 9, 950 (1958).
8. Рапопорт Л., Филимонов В., Ж. эксперим. и теор. физ., 27, 243 (1954).
9. Brueckner K., Eden R., Francis N., Phys. Rev., 98, 1445 (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Б. К. КЕРИМОВ

К ВОПРОСУ О β-РАСПАДЕ НЕЙТРОНА С ОРИЕНТИРОВАННЫМ СПИНОМ

В настоящей работе методом теории дираковских частиц с ориентированным спином вычислены угловая асимметрия и степень продольной поляризации электронов, образующихся при β-распаде поляризованного свободного нейтрона ($n \to p + e^- + \bar{\nu}$). В используемом методе расчета входящие во взаимодействия волновые функции свободных фермиевских частиц определяются из совместного решения уравнений:

$$\left(-\frac{1}{ic}\cdot\frac{\partial}{\partial t}-\frac{1}{i}(\vec{\alpha}\vec{\nabla})-\rho_3 k_0\right)\psi=0 \qquad \left(\frac{\vec{\sigma}\vec{\nabla}}{ik}-s\right)\psi=0, \tag{1}$$

где $\vec{\alpha}=\vec{\rho_1\sigma}$, ρ_3 — известные матрицы Дирака, s — собственное значение оператора $\frac{\vec{\sigma p}}{|\mathbf{p}|}$, который характеризует продольную поляризацию спина ($s=\pm 1$), а $\mathbf{p}=\hbar\mathbf{k}$ — импульс частицы.

При таком рассмотрении β-распада [1], в отличие от рассмотрения в работах других авторов [2—4], гамильтониан взаимодействия β-распада записывается в виде суммы только S-, V-, T-, A- и P- членов с константами связи C_i и не содержит явно члены с псевдоскалярным множителем γ_5 и соответствующими константами связи C_i'. Полученная для углового распределения электронов распада формула $w(\theta, s_e, s_{\bar{\nu}})$ содержит наряду с обычными членами также члены, пропорциональные s_e и $s_{\bar{\nu}}$, характеризующие продольные поляризации спинов образующихся электронов и антинейтрино. Мы покажем, что $V \mp A$-варианты связи допускают распад поляризованного нейтрона с испусканием антинейтрино со спином, направленным по его импульсу $s_{\bar{\nu}}=1$ (правовинтовое антинейтрино, рассмотренное в [1, 5, 6], а $S \mp T$-варианты связи с испусканием антинейтрино со спином, направленным против его импульса, $s_{\bar{\nu}}=-1$ (левовинтовое антинейтрино двухкомпонентной теории). При этом оказывается, что $V-A$-взаимодействие находится в согласии с последними экспериментальными данными о распаде поляризованного нейтрона.

Гамильтониан взаимодействия, приводящего к β-распаду свободного нейтрона,

$$n \to p + e^- + \bar{\nu} \tag{2}$$

запишем в виде:

$$H_{\text{вз}}=\sum_j C_j(\psi_p^+ O_j\psi_n)(\psi_e^+ O_j\psi_\nu), \tag{3}$$

где $j=V$, A или S, T;

$$O_V=\alpha_\mu=(i\vec{\alpha},\ I);\ O_A=\sigma_\mu=(\vec{\sigma},\ i\rho_1);$$

$$O_S=\rho_3;\ O_T=\frac{1}{\sqrt{2}}\alpha_{\mu\nu}=\frac{1}{\sqrt{2}}(\rho_3\vec{\sigma},\ i\rho_2\vec{\sigma});\quad \vec{\alpha}=\rho_1\vec{\sigma}.$$

Коэффициент $C(t)$, характеризующий вероятность перехода для процесса (2), определяется формулой:

$$C_p(t) = -\frac{i}{\hbar}\sum_j \int_0^t dt \int C_j(\psi_p^+ O_j \psi_n)(\psi_e^+ O_j \psi_\nu)(d\vec{\mathbf{r}}). \tag{4}$$

Выбирая волновые функции свободного нейтрона (ψ_n), протона (ψ_p), электрона (ψ_e^+) и антинейтрино (ψ_ν) в виде плоских волн, для вероятности распада нейтрона в единицу времени получим следующее выражение:

$$W dK_e d\Omega_e d\Omega_\nu = \frac{\partial}{\partial t} C_p^+(t) C_p(t) =$$

$$= \frac{1}{c\hbar^2 (2\pi)^5} k_e K_e (\Delta K_{np} - K_e)^2 |R_{e\nu}|^2 \cdot dK_e d\Omega_e d\Omega_\nu, \tag{5}$$

где

$$|R_{e\nu}|^2 = \sum_{j,\, j'} C_j C_{j'}^+ (b_\nu^+ O_{j'}^+ b_e b_e^+ O_j b_\nu)(b_n^+ O_{j'}^+ b_p b_p^+ O_j b_n), \tag{6}$$

$$j,\ j' = V,\ A \text{ или } S,\ T;$$

здесь $b_n \equiv b_n(\mathbf{k}_n,\ s_n,\ \varepsilon_n)$, $b_p \equiv b_p(\mathbf{k}_p,\ s_p,\ \varepsilon_p)$, $b_e \equiv b_e(\mathbf{k}_e,\ s_e,\ \varepsilon_e)$ и $b_\nu \equiv b_\nu(\mathbf{l},\ s_\nu,\ \varepsilon_\nu)$ — дираковские спинорные амплитуды для нейтрона, протона, электрона и антинейтрино соответственно; величины ε_n, ε_p, и ε_ν определяют знак энергии соответствующего состояния (в случае распада нейтрона $\varepsilon_n = \varepsilon_p = \varepsilon_e = 1$, а $\varepsilon_\nu = -1$). Волновой вектор антинейтрино $\mathbf{l} = \varepsilon_\nu \mathbf{k}_\nu = -\mathbf{k}_\nu$, $|\mathbf{l}| = |\mathbf{k}_\nu|$, а волновые векторы нейтрона, протона и электрона равны, соответственно $\mathbf{k}_n$, $\mathbf{k}_p$ и $\mathbf{k}_e$. Величина $s_q = \pm 1$ ($q = n$, p, e или $\bar{\nu}$) — характеризует проекцию удвоенного спинового момента $\vec{\sigma}$ вдоль и против направления импульса рассматриваемых частиц, при $s_q = 1$ спин направлен по движению, а при $s_q = -1$ — против движения частицы. Далее, $\Delta K_{np} = K_n - K_p$, $K_p = \sqrt{k_p^2 + k_{0p}^2}$, $k_{0p} = \frac{m_{0p} c}{\hbar}$ — масса покоя протона, $K_e = \sqrt{k_e^2 + k_{0e}^2}$, $k_{0e} = \frac{m_{0e} c}{\hbar}$ — масса покоя электрона, $k_\nu = \Delta K_{np} - K_e$. Здесь и в дальнейшем массу покоя антинейтрино принимаем равной нулю, т. е. $K_\nu = k_\nu$. Нейтрон будем считать покоящимся: $\mathbf{k}_n = 0$, $K_n = k_{0n} = \frac{m_{0n} c}{\hbar}$.

Согласно [1], матричные элементы процессов распада с учетом продольной поляризации частиц вычисляются из следующей формулы [1,7]:

$$\langle \gamma_{\mu'\nu'},\ \gamma_{\mu\nu} \rangle \equiv b^+(\mathbf{k},\ s,\ \varepsilon)\gamma_{\mu'\nu'} b(\mathbf{k}',\ s',\ \varepsilon') b^+(\mathbf{k}',\ s',\ \varepsilon')\gamma_{\mu\nu} b(\mathbf{k},\ s,\ \varepsilon) =$$

$$= \frac{1}{4}\rho_{\mu'\mu}\sigma_{\nu'\nu}, \tag{7}$$

где

$$\rho_{\mu'\mu} = \frac{1}{4} Sp\rho_{\mu'}\left(1 + \rho_1 \varepsilon' s' \frac{k'}{K'} + \rho_3 \varepsilon' \frac{k_0'}{K'}\right)\rho_\mu \left(1 + \rho_1 \varepsilon s \frac{k}{K} + \rho_3 \varepsilon \frac{k_0}{K}\right);$$

$$\sigma_{\nu'\nu} = \frac{1}{4} Sp\sigma_{\nu'}\left(1 + s'\frac{\vec{\sigma}\mathbf{k}'}{k'}\right)\sigma_\nu \left(1 + s\frac{\vec{\sigma}\mathbf{k}}{k}\right);$$

$\gamma_{\mu\nu} = \rho_\mu \sigma_\nu = \sigma_\nu \rho_\mu$ $(\mu,\ \nu = 1,\ 2,\ 3,\ 4)$ — матрицы Дирака; $\sigma_4 = \rho_4 = I$; $\sigma_n = \vec{\sigma}\mathbf{n}$; $\mathbf{n}$ — произвольный единичный вектор. В формуле (7) все величины

со штрихами относятся к фермиевской частице с массой покоя $k_0' = \frac{m_0' c}{\hbar}$, а величины без штрихов — с массой покоя $k_0 = \frac{m_0 c}{\hbar}$.

В нерелятивистском приближении относительно нуклонов для $V + A$- и $S + T$-вариантов взаимодействия из (6) и (7) получаем следующее выражение для $|R_{ev}|^2$ при фиксированном направлении спинов электрона и антинейтрино:

$$\sum_{s_p=\pm 1} |R_{ev}|^2 = \frac{1}{4}\left(1 \mp s_e s_{\bar\nu} \frac{k_e}{K_e}\right)\cdot\{|C_{V,S}|^2\cdot(1 - s_e s_{\bar\nu}(\mathbf{k}_e^0\mathbf{k}_{\bar\nu}^0)) +$$

$$+ |C_{A,T}|^2\cdot(3 + s_e s_{\bar\nu}(\mathbf{k}_e^0\mathbf{k}_{\bar\nu}^0) + 2 s_n s_{\bar\nu}(\mathbf{k}_n^0\mathbf{k}_{\bar\nu}^0) + 2 s_n s_e(\mathbf{k}_n^0\mathbf{k}_e^0)) +$$

$$+ (C_{V,S}^{+} C_{A,T} + C_{V,S}\cdot C_{A,T}^{+})(s_n s_e(\mathbf{k}_n^0\mathbf{k}_e^0) - s_n s_{\bar\nu}(\mathbf{k}_n^0\mathbf{k}_{\bar\nu}^0)) -$$

$$- i(C_{V,S}^{+} C_{A,T} - C_{V,S} C_{A,T}^{+}) s_n s_e s_{\bar\nu}(\mathbf{k}_n^0\mathbf{j})(\mathbf{j}[\mathbf{k}_{\bar\nu}^0 k_e^0])\}. \qquad (8)$$

Здесь $\mathbf{s}_n = s_n \mathbf{k}_n^0$ — вектор спина нейтрона, который мы направим по оси Z ($s_n = 1$); $\mathbf{j}$ — единичный вектор; $\mathbf{k}_q^0 = \frac{\mathbf{k}_q}{k_q}$; $q = e, \bar\nu$; n — единичный вектор направления импульса частицы. Во множителе $\left(1 \mp s_e s_{\bar\nu} \frac{k_e}{K_e}\right)$, входящем в (8), верхний знак относится к $V + A$-, а нижний к $S + T$-взаимодействию.

Последний член (8), описывающий корреляцию трех векторов $\mathbf{s}_n$, $\mathbf{k}_{\bar\nu}$ и $\mathbf{k}_e$ (или $\mathbf{s}_n$, $\mathbf{s}_{\bar\nu}$ и $\mathbf{s}_e$),

$$O_{-} = D_0(\mathbf{s}_n[\mathbf{s}_{\bar\nu}\mathbf{s}_e]) \mp D_0 \frac{(\mathbf{s}_n[\mathbf{k}_{\bar\nu}\mathbf{k}_e])}{k_{\bar\nu} K_e}, \qquad (9)$$

где $\mathbf{s}_{\bar\nu} = s_{\bar\nu}\mathbf{k}_{\bar\nu}^0$, $\mathbf{s}_e = s_e \mathbf{k}_e^0$, а

$$D_0 = -i(C_{V,S}^{+} C_{A,T} - C_{V,S} C_{A,T}^{+}), \qquad (10)$$

будет отличным от нуля, если константы связи C_i будут комплексными величинами. Наличие члена (9), как указано в [3,4], будет характеризовать нарушение инвариантности гамильтониана β-взаимодействия относительно временного отражения ($t \to -t$). Проведенные недавно эксперименты по исследованию β-распада свободного поляризованного нейтрона [8] дают для коэффициента D_0 (во втором члене (9)) значение $D_0 = -0{,}04 \pm 0{,}07$. Интегрируя (8) по углам вылета антинейтрино, получаем для углового распределения электронов при распаде поляризованного свободного нейтрона в покое формулу:

$$w(\theta,\ s_e,\ s_{\bar\nu}) = \int \sum_{s_p=\pm 1} |R_{ev}|^2\, d\Omega_\nu =$$

$$= \pi\eta_{VA,ST}\left\{1 \mp \eta_2^{VA,ST}\cdot s_{\bar\nu}\frac{v_e}{c}\cos\theta + s_e\left(\eta_2^{VA,ST}\cos\theta \mp s_{\bar\nu}\frac{v_e}{c}\right)\right\}. \qquad (11)$$

Здесь θ — угол между направлением спина нейтрона и направлением импульса электрона:

$$\cos\theta = s_n(\mathbf{k}_n^0\mathbf{k}_e^0) = (\mathbf{s}_n\mathbf{k}_e^0);$$

$$\eta_{VA,ST} = |C_{V,S}|^2 + 3|C_{A,T}|^2;$$

$$\eta_2^{VA,ST} = \frac{1}{\eta_{VA,ST}}(2|C_{A,T}|^2 + C_{V,S}C_{A,T}^{+} + C_{V,S}^{+}\cdot C_{A,T}). \qquad (12)$$

Для степени продольной поляризации электронов, испускаемых под углом θ к направлению спина нейтрона, имеем из (11):

$$P(\theta) = \frac{[w(\theta, s_e, s_\nu^-)]_{s_e=1} - [w(\theta, s_e, s_\nu^-)]_{s_e=-1}}{[w(\theta, s_e, s_\nu^-)]_{s_e=1} + [w(\theta, s_e, s_\nu^-)]_{s_e=-1}} = \frac{\eta_2^{VA,\,ST}\cos\theta \mp s_\nu^- \frac{v_e}{c}}{1 \mp \eta_2^{VA,\,ST} \cdot s_\nu^- \frac{v_e}{c}\cos\theta}. \quad (13)$$

Суммируя (11) по спиновым состояниям электрона s_e, получаем для углового распределения электронов формулу:

$$w(\theta) = \sum_{s_e=\pm 1} w(\theta, s_e, s_\nu^-) = 2\pi\eta_{VA,\,ST}\left(1 \mp \eta_2^{VA,\,ST} \cdot s_\nu^- \frac{v_e}{c}\cos\theta\right). \quad (14)$$

В (11), (13) и (14) верхний знак относится к $V+A$-связи, нижний — к $S+T$-связи. При этом $s_\nu^- = 1$ соответствует испусканию правовинтового антинейтрино при распаде поляризованного нейтрона, а $s_\nu = -1$ — левовинтового антинейтрино.

Проводящиеся в настоящее время опыты по исследованию распада поляризованного нейтрона дают для углового распределения электронов [9] выражение вида

$$w_{\text{эксп}}(\theta) = 1 + a\frac{v_e}{c}\cos\theta, \quad (15)$$

где $a = -0{,}11 \pm 0{,}02$ [8], а для корреляции между импульсом антинейтрино и спином нейтрона

$$w = 1 + b(\mathbf{s}_n k_\nu^0), \quad b = +0{,}88.$$

Учитывая, что $\frac{C_{A,\,T}}{C_{V,\,S}} = -\lambda$, причем $\lambda > 0$ для $V-A$- и $S-T$-вариантов связи и $|\lambda| = 1{,}2$ [9], из (14) имеем:

1) в случае $V+A$-варианта связи и антинейтрино с правой продольной поляризацией ($s_\nu^- = 1$) коэффициент угловой корреляции a между импульсом электрона и спином нейтрона равен:

$$a = -\eta_2^{VA} \cdot s_\nu^- = -1;$$

в случае же антинейтрино с левой продольной поляризацией ($s_\nu^- = -1$):

$$a = +1;$$

2) в случае $V-A$-варианта связи $\left(\frac{C_A}{C_V} = -1{,}2\right)$ и антинейтрино с $s_\nu^- = 1$ коэффициент $a = -\eta_2^{VA} \cdot s_\nu^- = -0{,}09$; в случае же антинейтрино с $s_\nu^- = -1$:

$$a = +0{,}09.$$

3) для $S+T$-варианта связи:

$$a = \eta_2^{ST} \cdot s_\nu^- = +1$$

при $s_\nu^- = 1$ и $a = -1$ при $s_\nu = -1$;

4) для $S-T$-варианта связи:

$$a = \eta_2^{ST} \cdot s_\nu^- = 0{,}09$$

при $s_\nu^- = 1$ и $a = -0{,}09$ при $s_\nu^- = -1$.

Отсюда видно, что $V - A$-вариант связи с правовинтовым антинейтрино ($s_{\bar{\nu}} = +1$) находится в согласии с результатами измерений распада поляризованного нейтрона.

В заключение выражаю благодарность проф. А. А. Соколову за дискуссию.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Sokolow A., Kerimow B., Ann. Phys., **7**, 46 (1958)
2. Lee T. D., Yang C. N., Phys. Rev., **104**, 254 (1956).
3. Lee T. D. Пробл. соврем. физики, № 1 (1958).
4. Jackson J. D., Treiman S. B., Wyld H. W., Phys. Rev., **106**, 517 (1957).
5. Соколов А., Атомная энергия, **4**, 385 (1958); Noucl. Phys., *9*, 420(1959).
6. Feynman R., Gell-Mann M., Phys. Rev., **109**, 193 (1958).
7. Соколов А., Введение в квантовую электродинамику.— Москва, 1958.
8. Burgy M. T., Krohn V. E., Novey T. B., Ringo G. R., Telegdi V. L., Phys. Rev. Letters., **1**, 324 (1958).
9. Burgy M. T., Krohn V. E., Novey T. B., Ringo G. R., Telegdi V. L., Phys. Rev., **110**, 1214 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 7 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Ф. С. САДЫХОВ и Б. К. КЕРИМОВ

ОБРАЗОВАНИЕ ПАРЫ ЭЛЕКТРОН — ПОЗИТРОН ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ ДВУХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ γ-КВАНТОВ

Как известно, опыты по изучению несохранения четности в слабых взаимодействиях указывают на наличие продольной (круговой) поляризации у электронов, позитронов и γ-квантов, испускаемых в процессе β-распада ядер. γ-кванты, имеющие продольную поляризацию (спин γ-кванта направлен по или против его импульса), возникают также в результате тормозного излучения продольно поляризованных электронов большой энергии [1—6]. Кроме того, в настоящее время от электронного синхротрона с энергией 1,5 BeV получены пучки γ-квантов тормозного излучения достаточно высокой энергии ($E_\gamma = 0{,}5 \div 1$ BeV) [7—8]. В связи с этим представляет определенный интерес рассмотрение вопроса об образовании электронно-позитронной пары при столкновении как поляризованных, так и неполяризованных γ-квантов.

В настоящей работе методами теории дираковских частиц с ориентированным спином вычислено эффективное сечение процесса образования пары электрон — позитрон при столкновении двух продольно поляризованных γ-квантов с учетом продольной поляризации возникающей пары.

Найденное эффективное сечение (см. формулу (9)) складывается из двух частей, одна из которых (σ_0) представляет сечение без поляризационных эффектов, а другая (σ_1) — сечение, обусловленное продольной поляризацией γ-квантов ($l, l' = \pm 1$), электрона ($s_- = \pm 1$) и позитрона ($s_+ = \pm 1$). Полученная формула (9) для σ при фиксированной ориентации спина сталкивающихся γ-квантов позволяет рассмотреть зависимость сечения образования пары от состояний продольной поляризации электрона и позитрона.

Уравнение Дирака, описывающее процесс

$$\gamma + \gamma' \to e_- + e_+, \tag{1}$$

может быть представлено в виде:

$$D\psi_2 = \{U(\varkappa) D^{-1} U(\varkappa') + U(\varkappa') D^{-1} U(\varkappa)\} \psi_0, \tag{2}$$

где

$$D = -\frac{\hbar}{i} \cdot \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\hbar c}{i} \rho_1 (\sigma \vec{\nabla}) - \rho_3 m_0 c^2,$$

а $U(\varkappa)$ и $U(\varkappa')$ — операторы взаимодействия электронов с γ-квантами, обладающими импульсами $\hbar\vec{\varkappa}$ и $\hbar\vec{\varkappa'}$, которые даются выражениями:

$$U(\varkappa) = eL^{-3/2} \sqrt{\frac{2\pi c\hbar}{\varkappa}} \rho_1 (\vec{\sigma}\, \mathbf{a}_l)\, g_l e^{-ic\varkappa t + i\vec{\varkappa}\mathbf{r}}$$

и

$$U(\varkappa') = eL^{-3/2} \cdot \sqrt{\frac{2\pi c\hbar}{\varkappa'}} \rho_1 (\vec{\sigma}\, \mathbf{a}'_{l'})\, g'_{l'} e^{-ic\varkappa' t + i\vec{\varkappa'}\mathbf{r}}, \tag{3}$$

где ρ_3, ρ_1, $\vec{\sigma}$ — матрицы Дирака, $\mathbf{a}_l \equiv \mathbf{a}_l(\vec{\varkappa})$ и $\mathbf{a}'_{l'} \equiv \mathbf{a}_{l'}(\vec{\varkappa'})$, соответственно,

векторы поляризации γ-квантов:

$$\mathbf{a}_l = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\vec{\beta} + il\left[\vec{\varkappa}^0\vec{\beta}\right]\right); \qquad \mathbf{a}'_{l'} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\vec{\beta} + il'\left[\vec{\varkappa}'^0\vec{\beta}\right]\right); \tag{4}$$
$$l = \pm 1; \qquad l' = \pm 1;$$

$\vec{\beta}$ — единичный вектор, перпендикулярный к импульсам γ-квантов, $\vec{\varkappa}^0 = \frac{\vec{\varkappa}}{\varkappa}$ и $\vec{\varkappa}'^0 = \frac{\vec{\varkappa}'}{\varkappa'}$ — единичные векторы направления импульсов первого и второго γ-кванта. В случае $l = l' = 1$ имеем γ-кванты, обладающие правой продольной поляризацией (спины γ-квантов направлены по их импульсу), а в случае $l = l' = -1$ — левой продольной поляризацией (спины γ-квантов направлены против их импульса).

Амплитуды $g_l \equiv g_l(\vec{\varkappa})$ и $g'_{l'} \equiv g_{l'}(\vec{\varkappa}')$, связанные с числом γ-квантов, удовлетворяют соотношениям:

$$g^+_{l_1} g_l = \delta_{l_1 l}, \qquad g'^+_{l'_1} g'_{l'} = \delta_{l'_1 l'}. \tag{5}$$

Функция ψ_0 описывает начальное состояние, в котором отсутствуют электрон и позитрон, а ψ_2 — конечное состояние, в котором должна появиться пара электрон — позитрон. Эти функции выбираются в следующем виде:

$$\psi_0 = L^{-3/2} \sum_{\vec{\mathbf{k}}} b(\mathbf{k}, s, -1)\, e^{icKt - i\mathbf{kr}};$$
$$\psi_2 = L^{-3/2} \sum_{\vec{\mathbf{k}}'} C(\mathbf{k}', s', 1, t)\, b(\mathbf{k}', s', 1)\, e^{-icK't + i\mathbf{kr}}; \tag{6}$$

здесь $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ и $\mathbf{p}' = \hbar\mathbf{k}'$ — соответственно импульсы электрона с отрицательной и положительной энергиями, $K = \sqrt{k^2 + k_0^2}$, $K' = \sqrt{k'^2 + k_0^2}$, $k_0 = \frac{m_0 c}{\hbar}$; $b(\mathbf{k}, s, -1)$ и $b(\mathbf{k}', s', 1)$ — дираковские спинорные амплитуды электрона для состояний с отрицательной ($\varepsilon = -1$) и положительной ($\varepsilon' = 1$) энергиями. Величины $s = \pm 1$ и $s' = \pm 1$ характеризуют проекцию спина по и против направления импульса электрона для состояний с отрицательной ($\varepsilon = -1$) и с положительной ($\varepsilon' = 1$) энергиями.

При помощи метода деления на оператор [9] из (2) — (6) для коэффициента $C(\mathbf{k}', s', 1, t)$, определяющего вероятность образования пары электрон — позитрон, получаем следующее выражение:

$$C(\mathbf{k}', s', 1, t) = -\frac{2\pi i e^2}{\hbar L^3} \cdot \frac{1}{\varkappa} b^+(\mathbf{k}', s', 1)\, R\, b(\mathbf{k}, s, -1)\, g_l g'_{l'} \cdot \int_0^t e^{-2ic(\varkappa - K)t}\, dt \tag{7}$$

где

$$R = \rho_1(\vec{\sigma}\,\vec{\mathbf{a}}'_{l'}) \frac{\rho_1\vec{\sigma}(\vec{\varkappa} - \mathbf{k}) + \rho_3 k_0}{-2(K^2 - \mathbf{k}\vec{\varkappa})} \rho_1(\vec{\sigma}\,\vec{\mathbf{a}}_l) + \rho_1(\vec{\sigma}\,\vec{\mathbf{a}}_l) \frac{-\rho_1\vec{\sigma}(\vec{\varkappa} + \mathbf{k}) + \rho_3 k_0}{-2(K^2 + \mathbf{k}\vec{\varkappa})} \rho_1(\vec{\sigma}\,\vec{\mathbf{a}}'_{l'}).$$

При этом законы сохранения в системе центра инерции, которыми мы пользовались, имеют вид:

$$\vec{\varkappa} + \vec{\varkappa}' = 0; \qquad \varkappa = \varkappa'$$
$$\mathbf{k} + \mathbf{k}' = 0; \quad k = k'; \quad K = K'. \tag{8}$$

Вычислив матричные элементы R^+R при помощи формулы (21, 15) в

[9] и затем положив

$$\mathbf{k} = \varepsilon \mathbf{k}_+, \quad \mathbf{k}' = \varepsilon' \mathbf{k}_-, \quad \varepsilon = -\varepsilon' = -1,$$
$$k_+ = k_- = k, \quad s = s_+, \quad s' = s_-,$$

для полного эффективного сечения образования пары электрон — позитрон при столкновении двух поляризованных γ-квантов с учетом продольной поляризации спинов электрона и позитрона, получаем формулу:

$$\sigma = \frac{1}{2N} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \sum_{\mathbf{k}'} C^+(\mathbf{k}', s_-, 1, t)\, C(\mathbf{k}', s_-, 1, t) = \sigma_0 + \sigma_1(l, l', s_-, s_+), \qquad (9)$$

где

$$\sigma_0 = \frac{\pi}{8}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 \cdot (F_1 + F_2 - F_3)$$

$$\sigma_1(l, l', s_-, s_+) = \frac{\pi}{8}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 [ll'(F_1 - F_2) + s_- s_+ \cdot (F_1 - F_2 - F_3 + F_4) +$$
$$+ ll' s_- s_+ (F_1 + F_2 - F_4) + (l + l')(s_- + s_+) F_5];$$

здесь $N = \frac{c}{L^3} + \frac{c}{L^3} = \frac{2c}{L^3}$ — число γ-квантов, падающих в единицу времени на единицу поверхности, а

$$F_1 = \frac{2k}{K^3} + \frac{1}{2}\left(\frac{k^2}{K^4} - \frac{1}{K^2}\right) q; \quad F_2 = -\frac{k}{K^3} + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{K^2} + \frac{k^2}{K^4}\right) q;$$
$$F_3 = \frac{k(3k_0^2 + 2k^2)}{K^5} + \left(\frac{k^4}{2K^6} + \frac{k^2}{K^4} - \frac{3}{2K^2}\right) q; \qquad (10)$$
$$F_4 = \frac{3k_0^2 + 2k^2}{kK^3} + \left(\frac{k^2}{2K^4} + \frac{1}{K^2} - \frac{3}{2k^2}\right) q;$$
$$F_5 = \frac{k^2}{K^4} + \frac{kk_0^2}{2K^5} q; \quad q = \ln \frac{K + k}{K - k}.$$

Здесь $p_- = p_+ = \hbar k$ — импульс электрона (позитрона), а $s_- = \pm 1$ ($s_+ = \pm 1$). При $s_- = 1$ ($s_+ = 1$) мы имеем электрон (позитрон) с правой продольной поляризацией, а при $s_- = -1$ ($s_+ = -1$) — с левой продольной поляризацией.

Из (9) следует, что при столкновении двух γ-квантов с правой ($l = l' = 1$) и левой ($l = l' = -1$) продольной поляризацией могут образоваться электрон и позитрон с правой ($s_- = s_+ = 1$) и, соответственно, левой ($s_- = s_+ = -1$) продольной поляризациями, причем с различной вероятностью. Однако при таких столкновениях не образуются электрон с правой ($s_- = 1$) и позитрон с левой ($s_+ = -1$) продольной поляризациями, и наоборот ($s_- = -1$, $s_+ = +1$), поскольку сечение σ обращается в нуль. При этом, как следует из (9), между сечениями образования пары имеют место соотношения:

$$\sigma_{l=l'=1}^{s_-=s_+=1} = \sigma_{l=l'=-1}^{s_-=s_+=-1} = \frac{\pi}{4}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 \cdot (2F_1 - F_3 + 2F_5); \qquad (11)$$

$$\sigma_{l=l'=1}^{s_-=s_+=-1} = \sigma_{l=l'=-1}^{s_-=s_+=1} = \frac{\pi}{4}\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 \cdot (2F_1 - F_3 - 2F_5);$$

$$\sigma_{l=l'=1}^{s_-=-s_+=\pm 1} = \sigma_{l=l'=-1}^{s_-=-s_+=\pm 1} = 0. \qquad (12)$$

В ультрарелятивистском случае, т. е. когда $\varkappa \gg k_0, k \gg k_0$, из (9) для эффективного сечения имеем формулу:

$$G_{\text{ул. рел}} = \frac{\pi}{4}\left(\frac{e}{\hbar c}\right)^2 \cdot \frac{1}{k^2}\left\{(1 + s_- s_+) ll' + \right.$$
$$\left. + (1 - ll')\left[s_- s_+ - (1 - s_- s_+) \cdot \left(\frac{1}{2} - \ln \frac{2k}{k_0}\right)\right] + \frac{1}{2}(s_- + s_+)(l + l')\right\}. \qquad (13)$$

Из (13) следует, что при столкновении двух право(-лево)-продольно ($l = l' = 1$) поляризованных γ-квантов высокой энергии могут образоваться электрон и позитрон только с правой (левой) ($s_- = s_+ = 1$) продольной поляризацией. Однако при столкновении двух право-продольно ($l = l' = 1$) и двух лево-продольно ($l = l' = -1$) поляризованных γ-квантов высокой энергии не образуются электрон с правой ($s_- = 1$) и позитрон с левой ($s_+ = -1$) продольной поляризациями, и наоборот ($s_- = -1$, $s_+ = 1$).

Производя в (9) усреднение по спиновым состояниям γ-квантов и суммирование по спиновым состояниям электрона и позитрона, получаем сечение образования пары при столкновении двух неполяризованных γ-квантов:

$$\frac{1}{4} \sum_{l,l',s_-,s_+} \sigma = 4\sigma_0. \tag{14}$$

В заключение выражаем благодарность А. А. Соколову за постоянное внимание к работе.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Goldhaber M., Grodzins L., Sunyar A. W., Phys. Rev., **109**, 1015 (1958).
2. Galster S., Schopper H., Phys. Rev. Letters, **1**, 330 (1958).
3. Bisi A., Lappa L., Phys. Rev. Letters, **1**, 332 (1958).
4. Керимов Б., Наджафов И., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 886 (1958).
5. Керимов Б., Наджафов И., Научн. докл. Высшей школы, Сер. физ.-матем. наук, **1**, 95 (1958).
6. Mc Voy K. W., Phys. Rev., **106**, 828 (1957).
7. Dewire J., Jackson H., Littauer R., Phys. Rev., **110**, 1208 (1958).
8. Stein P., Rogers K., Phys. Rev., **110**, 1209 (1958).
9. Соколов А., Введение в квантовую электродинамику.— Москва, 1958.

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕРИАЛЫ IX ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

(Продолжение, см. № 2 за 1959 г.)

Б. С. Джелепов, Р. Б. Иванов, В. Г. Недовесов и В. Г. Чумин. Магнитный α-спектрометр 782
Б. С. Джелепов, Р. Б. Иванов, В. Г. Недовесов и Б. П. Шишин. α-спектр U^{233} 788
А. С. Давыдов. Коллективные возбужденные состояния атомных ядер 792
В. Брабец, К. Я. Громов, Б. С. Джелепов, А. Г. Дмитриев и В. А. Морозов. Конверсионные электроны Yb^{166} и Tu^{166} 812
В. И. Барановский и В. Н. Покровский. γ-спектр Tu^{166} и Yb^{166} 819
К. Я. Громов, Б. С. Джелепов и В. Н. Покровский. О схеме распада Tu^{166} . . . 821
Б. С. Джелепов, В. П. Приходцева и Ю. В. Хольнов. γ-Излучение Cs^{134} . . . 826
Н. А. Воинова, Б. С. Джелепов и Н. Н. Жуковский. γ-Излучение Ta^{182} в области энергий 300—1500 keV 828
В. И. Барановский и А. В. Калямин. О спектрах нейтронодефицитных изотопов Hf 831
Б. С. Джелепов, Б. А. Емельянов, Ю. Н. Подкопаев, В. Н. Подымахин, И. Ф. Учеваткин и С. А. Шестопалова. О жесткой части γ-спектра радия, находящегося в равновесии с продуктами распада ($h\nu = 3100 \div 5600$ keV) . . . 832
А. К. Вальтер, В. Ю. Гончар, А. Н. Львов и С. П. Цытко. Исследование низколежащих уровней Cl^{33} при помощи реакции S^{32} (p, γ) Cl^{33} 835
А. К. Вальтер, А. С. Дейнеко, И. Я. Малахов, П. В. Сорокин и А. Я. Таранов. Упругое рассеяние и радиационный захват протонов ядрами N^{14} 839
А. К. Вальтер, И. Я. Малахов, П. В. Сорокин и А. Я. Таранов. Упругое рассеяние протонов ядрами Ar^{40} 846
А. К. Вальтер, И. И. Залюбовский, В. А. Ключарев и В. А. Луцик. О возбужденных состояниях Ga^{67} и Ga^{68} 849
Г. Е. Кочаров, А. П. Комар, Г. А. Королев, И. Н. Маров и Ю. А. Сурков. Тонкая структура α-спектра Th^{229} 855
В. Е. Бунаков, Б. С. Джелепов, И. Звольский и В. А. Сергиенко. Совпадения конверсионных электронов при распаде $Se^{75} \rightarrow As^{75}$ 859
Е. П. Григорьев, Б. С. Джелепов и А. В. Золотавин. О переходах $Er^{160} \rightarrow Ho^{160}$ и $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166}$ 864
Е. П. Григорьев, Б. С. Джелепов, А. В. Золотавин, Б. Крацик и Г. Биттерлих. Распад Ho^{160} и схема уровней Dy^{160} 868
Л. И. Зырянова. К вычислению приведенного времени жизни ядер *ft* для уникальных β-переходов 875
О. И. Сумбаев. К теории фокусирующих кристалл-дифракционных спектрометров 880
А. Г. Хабахпашев и Э. М. Центер. Угловая корреляция γ-лучей Ne^{21} 883
А. П. Гринберг и И. Х. Лемберг. Удельные потери энергии при торможении тяжелых ионов в различных веществах 887
Я. А. Теплова, В. С. Николаев, И. С. Дмитриев и Л. Н. Фатеева. Пробеги и удельная ионизация многозарядных ионов 894
В. Р. Бурмистров. Каскадные γ-переходы в Cl^{36} и S^{33}, сопровождающие захват тепловых нейтронов 898
В. Р. Бурмистров. Каскадные γ-переходы в Nd^{144} 902
Ю. В. Цехмистренко. К теории сверхтекучести нуклонного газа 910
М. Казарновский. О моментах инерции атомных ядер 912
Б. Б. Доценко. К теории сверхтекучести ядерной материи 914
Л. Рапопорт и С. Кадменский. Статистическая теория ядерного потенциала в приближении «эффективной» массы 918
Б. К. Керимов. К вопросу о β-распаде нейтрона с ориентированным спином . 924
Ф. С. Садыхов и Б. К. Керимов. Образование пары электрон — позитрон при столкновении двух поляризованных γ-квантов 929

Цена 12 руб.

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

Контора «АКАДЕМКНИГА»

В магазинах «Академкнига» имеются в продаже полные комплекты за 1958 год журнала

«ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ»

Журнал систематически освещает результаты теоретических и экспериментальных исследований природы физических свойств металлов, сплавов и протекающих в них явлений. В частности, освещаются результаты исследований физических явлений, происходящих в металлах и сплавах при их технологической обработке и при технической эксплуатации изделий, изготовленных из этих материалов.

Журнал ставит своей целью освещение вопросов теоретического и и экспериментального обоснования физических методов дефектоскопии, структурного анализа металлических изделий, экспериментальных методов измерения физических изделий, физических свойств металлических тел, изучения их структуры.

Помимо оригинальных научных работ, в журнале публикуются обзоры по основным проблемам физики металлов и сплавов, а также краткие сообщения.

Цена комплекта (6 номеров) — 90 руб.

АДРЕСА МАГАЗИНОВ «АКАДЕМКНИГА»:

МОСКВА, УЛ. ГОРЬКОГО, 6 (МАГАЗИН № 1); МОСКВА, 1-Й АКАДЕМИЧЕСКИЙ ПРОЕЗД, 55/5 (МАГАЗИН № 2); ЛЕНИНГРАД, ЛИТЕЙНЫЙ ПРОСПЕКТ, 57; СВЕРДЛОВСК, УЛ. БЕЛИНСКОГО, 71—В; КИЕВ, УЛ. ЛЕНИНА, 42; ХАРЬКОВ, ГОРЯИНОВСКИЙ ПЕР., 4/6; АЛМА-АТА, УЛ. ФУРМАНОВА, 129; ТАШКЕНТ, УЛ. КАРЛА МАРКСА, 29; БАКУ, УЛ. ДЖАПАРИДЗЕ, 13.